



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Energétique et Transferts

---

Présentée et soutenue par :

Mme RIM BRAHEM

le jeudi 7 novembre 2013

Titre :

ETUDE DE L'EFFET D'ECHELLE SUR LES PLATEAUX A CLAPETS DE  
COLONNE D'ABSORPTION.

---

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. DOMINIQUE LEGENDRE

Rapporteurs :

M. HUAI-ZHI LI, UNIVERSITE DE LORRAINE

M. JAMEL CHAHED, ECOLE NATIONALE D'INGENIEURS DE TUNIS

Membre(s) du jury :

Mme VERONIQUE ROIG, INP TOULOUSE, Président

M. DOMINIQUE LEGENDRE, INP TOULOUSE, Membre

M. MARC WEHRLI, SULZER CHEMTECH AG, Membre

Mme AUDE ROYON-LEBEAUD, IFP SCHOOL RUEL-MALMAISON, Membre



# Thèse

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

**Délivré par :** *Institut National Polytechnique de Toulouse*

**Discipline ou spécialité :** Énergétiques et transferts

---

**Soutenance présentée le** 07/11/2013

**Présentée par** Rim BRAHEM

**Titre :** Étude de l'effet de l'échelle sur les plateaux à clapets de colonnes d'absorption

---

## JURY

---

Pr. Véronique Roig	Membre
Dr. David Rouzineau	Membre
Dr. Marc Wehrli	Membre
Pr. Jamel Chahed	Rapporteur
Pr. Huai-Zhi Li	Rapporteur
Pr. Dominique Legendre	Directeur de thèse IMFT
Dr. Aude Royon-Lebeaud	Promoteur de thèse IFP énergies nouvelles

---

**Ecole doctorale :** MEGEP

**Unité de recherche :** *Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)*

**Directeur de Thèse :** Dominique Legendre

«Le savoir scientifique n'est pas absolu,  
mais socialement, culturellement,  
technologiquement et historiquement  
marqué, donc provisoire.»

*Steven Rose*

« Aucun de nous, en agissant seul, ne  
peut atteindre le succès. »

« Cela semble toujours impossible,  
jusqu'à ce qu'on le fasse. »

*Nelson Mandela*

# Remerciements

Plus de trois ans se sont écoulés et le moment est venu de remercier toutes les personnes qui ont permis à ce travail d'arriver à bon port. Etrangement cela me semble être la partie la plus difficile à rédiger. Très probablement parce qu'avec ces quelques lignes je clos un chapitre de ma vie, celui qui marquera mon premier pas dans la vie professionnelle.

J'aimerais commencer par l'expression de ma profonde gratitude au Pr Véronique ROIG de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. Je remercie tout autant les Professeurs Huai-Zhi LI et Jamal CHAHED, rapporteurs, et les Docteurs David ROUZINEAU et Marc WEHRLI, examinateurs, d'avoir accepté d'évaluer cette thèse mais également pour leur remarques pertinentes et la discussion enrichissante qui a suivi la présentation.

Ensuite j'adresse mes sincères remerciements à Luc NOUGIER et Cecile BARRÈRE-TRICCA de m'avoir accueillie au sein de la direction Conception Modélisation Procédés et du département Génie Chimique et Technologies et de m'avoir ainsi permis de faire ce bout de chemin à IFP Énergies nouvelles.

Je suis largement reconnaissante à Dominique LEGENDRE, mon directeur de thèse, d'avoir veillé sur la qualité scientifique de ce travail toujours avec bienveillance. J'aurais certainement apprécié pouvoir explorer toutes les bonnes idées discutées durant nos réunions et pouvoir profiter plus de tes vastes connaissances en mécanique des fluides. J'espère que l'avenir me donnera l'occasion de me rattraper!

Ensuite à Aude ROYON-LEBEAUD, ma tutrice, j'adresse un immense et incommensurable merci. Ce fût ta première thèse et je voudrais te remercier pour ton engagement, ta capacité admirable à m'aiguiller et à me motiver quand, par des moments d'égarement, je battais de l'aile. J'ai énormément apprécié travailler avec toi. J'espère sincèrement que ce travail sera à la hauteur de tes attentes.

Je remercie profondément les filles du secrétariat R12 pour le formidable travail qu'elles effectuent, leur disponibilité et surtout leur charmant sourire toujours présent. Quand on connaît bien mon allergie aux tâches administratives, on ne peut qu'admirer votre contribution.

À tous les techniciens de Lapis Lazuli : Stéphane, Raphaël, Mickael, Pablo, Florian, Robert B., Robert A., Daniel, Didier ... un grand merci les garçons ! Sans votre précieuse aide je n'aurais pas eu d'aussi beaux points expérimentaux. Il y a tout de même un avantage à être une fille dans un grand hall d'essais : c'est qu'il y a toujours un gentilhomme fort et habile pour donner un coup de main.

J'aimerais remercier profondément tous les collègues de R12 mais aussi d'autres directions qui m'ont appuyée et soutenue par leurs conseils, leurs connaissances, leurs encouragements ou simplement leurs sourires. J'ai beaucoup appris durant ces trois années de thèse grâce à vous.

Je souhaiterais exprimer ma sincère gratitude plus spécifiquement à Pascal, Ludovic, Maxime, Nicolas et Philippe.

Je remercie aussi Alban Mbadinga pour sa contribution à la partie expérimentale de cette thèse.

Je voudrais remercier du fond du cœur tous les amis que j'ai eu le plaisir de rencontrer durant mon séjour à IFPEN. Je commence par les vétérans : Mahdi, Marc, Alberto, Luis, Manel, Lilia, Adeline, Laure ... Merci pour les conseils et surtout la convivialité qui existait au sein de l'équipe des thésards. À mes consœurs et confrères avec qui j'ai passé les jalons de cette thèse : Maria (mon doux rayon de soleil depuis mon premier jour à l'IFP), Caroline, Sofien, Anthony, Fouad.... Aux plus jeunes : Sofia, ma chère collègue de bureau, nos discussions et la maturité de ton esprit me manqueront ma petite, Maïté, Ferdaous, Yoldes, Taha, Max, Leonel, Rami .... Aussi à Héloïse, Souhem, Siham, Tiago, Teresa, Claudio et pleins d'autres thésards ADIFP et stagiaires avec qui j'ai passé de très bons moments : que ce soit autour du repas de midi, autour d'un café agrémenté de succulents gâteaux faits maisons (surtout ceux du Chef Maïté !!) ou ramenés des vacances et déplacements des uns et des autres, pendant les sorties et activités organisés en dehors de IFPEN... j'ai apprécié les discussions, les blagues et les échanges que j'ai eu avec vous les amis : Merci et à des prochaines occasions j'espère.

Un grand merci à ma très chère co-locatrice Haïfa, je n'ose pas imaginer ce qu'aurait été les derniers mois de thèse sans ta présence joyeuse et ton appui alors que tu passais toi-même une période endurante. Je salue également toutes mes amies qui n'ont pas tenu compte de mes longues éclipses durant ces trois années et les remercie pour leur soutien.

Je termine ces remerciements par l'expression de ma gratitude et ma grande redevance à ma très chère famille. Mes deux frères chéris, Amine et Adam, mes antipodes, et à mes très précieux parents, vos journées ont été rythmées par les prières qui m'étaient dédiées ainsi que les « coups de téléphone réveil » à toutes les heures improbables de la nuit. Vous m'avez toujours soutenue et avez toujours eu confiance en moi. Je suis bénie de Dieu pour vous avoir toujours à mes côtés : je vous aime. Sans oublier tous mes professeurs pour leur apport et l'envie qu'ils m'ont transmise de faire une carrière en science ainsi que les membres de ma famille étendue pour les gestes et mots de soutien inestimables qu'ils m'ont témoignés.

Merci à toutes les personnes qui ont contribué de quelque façon qu'elle soit au bon déroulement de cette thèse ...

# Résumé

Une demande mondiale grandissante en gaz naturel pousse à exploiter des ressources de plus en plus acides (concentration des gaz acides pouvant atteindre 20% en volume). Le procédé de traitement de gaz par des solutions d'amines, existant depuis plus de 50 ans, est le plus répandu pour éliminer les composants acides ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ , mercaptans...). Ce procédé comporte deux unités principales : une colonne d'absorption gaz liquide à contre-courant pour la séparation des composants acides du gaz et une colonne de régénération du solvant chargé. On recherche une optimisation du design, en particulier de l'absorbeur, en vue de réduire les coûts et d'augmenter l'efficacité. Dans la colonne d'absorption, le transfert de matière s'avère limitant par rapport à la thermodynamique. Ainsi l'optimisation du design de cette unité passe par une maîtrise des paramètres hydrodynamiques et de transfert des contacteurs utilisés dans les colonnes. Plusieurs études existantes sur unités pilotes proposent des corrélations majoritairement empiriques pour les paramètres critiques de dimensionnement. Par ailleurs leur extrapolation à l'échelle industrielle montre une divergence importante entre les différentes corrélations. Une meilleure compréhension des phénomènes physiques ainsi qu'une identification des paramètres importants pour l'extrapolation est donc requise.

Dans ce contexte, la présente thèse a comme objectif principal la compréhension de l'effet de changement d'échelle sur les paramètres hydrodynamiques et l'aire interfaciale d'échange dans le cas des plateaux à clapets. La méthodologie employée dans cette étude se base sur une complémentarité entre une étude expérimentale et le potentiel offert par les outils de simulation numérique.

L'étude expérimentale s'est effectuée sur deux colonnes pilotes rectangulaires transparentes ayant deux longueurs de passe différentes. Des mesures de pertes de charge, de hauteur de l'émulsion, de rétention liquide et d'aire interfaciale d'échange ont été réalisées. Des mesures innovantes de profils de l'émulsion gaz-liquide sur un plateau sont également présentées. Les différents résultats expérimentaux ont permis la proposition d'un diagramme hydrodynamique ainsi qu'une compréhension et une analyse phénoménologique cohérente de l'écoulement sur une large gamme de vitesses liquide et gaz.

La comparaison entre les deux colonnes a permis, en premier lieu, l'identification des vitesses liquide et gaz pertinentes pour l'extrapolation. Des similitudes de comportement ont été trouvées pour certains paramètres (rétention liquide moyenne, perte de charge clapets, aire interfaciale) offrant ainsi la possibilité de proposer des corrélations basées sur une description phénoménologique dépendant essentiellement de deux nombres adimensionnels que sont le nombre de Froude (comparant l'inertie gaz au poids liquide sur le plateau) et le paramètre de l'écoulement (comparant les deux inerties liquide et gaz). En revanche une influence notable de la longueur de passe est relevée. En particulier des profils de l'émulsion nettement différents entre la petite et la grande colonne ont été observés. Des risques d'extrapolation sont par conséquent pointés dans cette thèse notamment pour des paramètres tels que la hauteur de liquide clair ou la hauteur moyenne de l'émulsion.

Dans une deuxième partie, l'intérêt a été porté sur la simulation numérique des écoulements sur les plateaux. L'importance et la complexité de la modélisation du terme d'interaction entre les deux phases sont soulignées. Une approche proposée dans la littérature a été testée et montre la possibilité de l'emploi des simulations CFD comme outil pour une meilleure compréhension des comportements locaux. En outre une approche de modélisation nouvelle est proposée dans une optique de valorisation des outils numériques pour l'extrapolation.

# Abstract

The increasing demand of natural gas has encouraged the exploration of sour resources (concentration of acid gases ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ , mercaptans...) reaching 20% of volume). The most popular gas sweetening process which uses amine solutions has been in use for over 50 years. This process consists of two main units: a counter current gas-liquid absorption column in which acid compounds are removed from the gas and a stripper column for loaded solvent regeneration. An optimisation is needed to reduce the over-sizing costs and enhance efficiency especially for the absorber column. For the absorption column the mass transfer is the limiting phenomenon in comparison to thermodynamics. Thus design optimisation of such units needs full knowledge of both hydrodynamic and mass transfer parameters of the contactors used in the absorbers. Several literature studies carried out on pilot units propose empirical correlations for these critical design parameters. However the extrapolation to industrial scale shows important divergences between existing correlations. It seems that a better understanding of physical phenomena as well as an identification of the key parameters for extrapolation is still needed. Under this context, the present work aims at understanding the scale effect on hydrodynamics and interfacial area on valve trays contactors. The methodology employed relies on the complementarity between experimental studies and the potential offered by numerical simulation tools.

The experimental study has been carried out on two rectangular and transparent pilot columns having two different path lengths. Measurements of pressure drops, liquid retention, emulsion height and interfacial area along with innovating measurements of emulsion profiles have been made. Experimental results allowed the establishment of a hydrodynamic diagram as well as the understanding and the phenomenological analysis of the two phase flow over a large scope of gas and liquid velocities.

Comparison between the two columns led, at first, to identifying pertinent liquid and gas velocities for extrapolation. Similarities between both columns were noticed for some parameters (liquid retention, valve pressure drop and interfacial area) allowing the proposition of correlations based on phenomenological description of the flow. These correlations involve mainly two non-dimensional numbers which are Froude number (comparing the gas inertia to liquid weight on the tray) and flow parameter (comparing liquid inertia to gas inertia). However an effect of path length has been observed in particular for emulsion profiles. Risks for extrapolation related to this effect have been consequently pointed out for some parameters such as clear liquid height or mean emulsion height.

In a second part of the study, the interest was focused on numerical simulation of tray hydrodynamics. Importance and complexity of gas liquid interaction term modelling have been highlighted. Using a proposed approach in literature, CFD simulations with the Eulerian model under the software Ansys Fluent have been made. They proved the possibility of using numerical simulation as a mean for a better understanding of the two phase flow local behaviour. Moreover a new approach is proposed which could be used in order to make numerical tools more valuable for extrapolation.





# Table des matières

Table des matières .....	1
Nomenclature.....	5
1 Introduction et problématique.....	9
1.1 Introduction générale: procédés de traitement de gaz acides .....	10
1.1.1 Marché du gaz naturel .....	10
1.1.2 Procédés de traitement de gaz.....	12
1.2 Problématique détaillée.....	19
1.2.1 Problématique industrielle : besoin d'optimisation des colonnes .....	19
1.2.2 Paramètres clés du dimensionnement d'une colonne.....	20
1.2.3 Éléments de base d'une colonne à plateaux.....	20
1.2.4 Démarche d'optimisation : Extrapolation de l'échelle pilote à l'échelle industrielle 23	
1.3 Modélisation phénoménologique du problème .....	28
1.3.1 Modélisation de la perte de charge plateau gaz : bilan de pression.....	28
1.3.2 Modélisation de la hauteur au-dessus du barrage.....	32
1.3.3 Conclusion .....	39
1.4 Méthodologie et objectifs de l'étude.....	41
2 Etat de l'art : travaux expérimentaux sur plateaux.....	44
2.1 Diagramme hydrodynamique .....	46
2.1.1 Régimes hydrodynamiques .....	46
2.1.2 Limites de fonctionnement.....	48
2.2 Grandeurs hydrodynamiques.....	53
2.2.1 Hauteur de liquide clair, hauteur d'émulsion et rétention liquide .....	53
2.2.2 Pertes de charge.....	65
2.2.3 Entrainement liquide/ primage.....	69
2.2.4 Aire interfaciale d'échange.....	71
2.3 Conclusion.....	73
3 Matériels et Méthodes .....	74
3.1 Dispositif expérimental.....	75

3.2	Programme des essais .....	78
3.3	Mesures expérimentales .....	80
3.3.1	Mesures de pertes de charge .....	80
3.3.2	Rétention gaz .....	81
3.3.3	Hauteur de l'émulsion .....	82
3.3.4	Mesure d'aire d'échange .....	84
3.3.5	Récapitulatif des mesures .....	87
4	Résultats expérimentaux sur la grande colonne C3 .....	88
4.1	Pertes de charge .....	90
4.1.1	Perte de charge à sec $\Delta P_{Sec}$ .....	90
4.1.2	Perte de charge clapets $\Delta P_{Clapets}$ .....	90
4.1.3	Hauteur de liquide clair $h_{Lc}$ .....	91
4.1.4	Perte de charge plateau $\Delta P_{Plateau}$ .....	93
4.2	Hauteur de l'émulsion $h_{Fe}$ .....	95
4.2.1	Hauteur moyenne de l'émulsion $h_{Fe}$ .....	95
4.2.2	Profils de l'émulsion .....	96
4.3	Rétention liquide .....	99
4.3.1	Rétention liquide moyenne $a_L$ sur le plateau .....	99
4.3.2	Rétention liquide locale .....	99
4.4	Aire interfaciale .....	101
4.5	Diagramme opérationnel .....	103
4.6	Proposition de corrélations .....	105
4.6.1	Perte de charge à sec .....	105
4.6.2	Perte de charge clapets .....	105
4.6.3	Hauteur de liquide clair .....	107
4.6.4	Rétention liquide moyenne .....	108
4.6.5	Hauteur moyenne de l'émulsion .....	109
4.6.6	Transitions pour le diagramme opérationnel .....	110
4.7	Conclusion .....	113
5	Effet de la longueur de passe : comparaison entre C2 et C3 .....	114
5.1	Comparaison entre les deux maquettes C2 et C3 .....	116

5.1.1	Similitude C2/C3 : choix des vitesses caractéristiques liquide et gaz .....	116
5.1.2	Écarts sur l'extrapolation entre maquettes .....	119
5.2	Corrélations : à la recherche de lois d'échelle .....	138
5.2.1	Perte de charge à sec .....	138
5.2.2	Perte de charge clapets .....	139
5.2.3	Hauteur de liquide clair .....	141
5.2.4	Rétention liquide moyenne .....	145
5.2.5	Hauteur de l'émulsion moyenne .....	146
5.2.6	Transitions du diagramme opérationnel .....	148
5.3	Conclusion .....	151
6	État de l'art des simulations sur plateaux et terme d'interaction gaz liquide .....	154
6.1	Simulations de l'écoulement sur un plateau .....	156
6.1.1	Modèles monophasiques .....	156
6.1.2	Modèles 2D pseudo-diphasiques et diphasiques .....	157
6.1.3	Modèles 3D diphasiques .....	158
6.1.4	Autres approches .....	162
6.2	Interaction gaz liquide : différentes forces d'interaction .....	162
6.2.1	Introduction .....	162
6.2.2	Force de trainée .....	163
6.2.3	Force de masse ajoutée et force de Tchen .....	167
6.2.4	Force d'histoire (ou de Basset) .....	171
6.2.5	Force de portance .....	171
6.2.6	Force de dispersion .....	176
6.3	Choix de la loi de fermeture .....	176
6.3.1	Comparaison des différentes forces .....	176
6.3.2	Estimation expérimentale d'une force de trainée globale .....	178
6.3.3	Force de trainée : approche pour la CFD .....	188
6.4	Conclusion .....	189
7	Modélisation et résultats numériques .....	190
7.1	Modélisation sous Fluent et approche Euler-Euler .....	191
7.1.1	Le code Fluent .....	191

7.1.2	Approche Euler-Euler.....	191
7.1.3	Terme de fermeture : implémentation de la loi de trainée sous Fluent.....	195
7.2	Géométrie 2D .....	196
7.2.1	Géométrie et maillage.....	197
7.2.2	Calcul en liquide seul .....	198
7.2.3	2D écoulement diphasique .....	203
7.3	Géométrie 3D .....	209
7.3.1	Géométrie /maillage/ CB/CI .....	209
7.3.2	Approche de Van Baten.....	210
7.3.3	Approche proposée : tentatives, problèmes rencontrés et perspectives .....	216
7.4	Conclusion.....	217
	Conclusions et perspectives.....	220
	Bibliographie.....	224
	Annexes .....	234

# Nomenclature

$A_b/A_a$	$m^2$	Aire active plateau
$a/a_e$	$m^2$	Aire d'échange
$a''$	$m^2 \cdot m^{-2}$	Aire d'échange ramenée à l'aire active d'un plateau
$a'$	$m^2 \cdot m^{-2}$	Aire d'échange ramenée à l'aire nette d'un plateau
$A_b$	$m^2$	Aire perforée
$A_{ouverte}$	$m^2$	Aire latérale ouverte des clapets
$A_n$	$m^2$	Aire nette du plateau
$C_{A,L}/C_{A0}$	$mol \cdot m^{-3}$	Concentration du gaz dans le liquide
$C_{Ai}$	$mol \cdot m^{-3}$	Concentration du gaz à l'interface
$C_{B0}$	$mol \cdot m^{-3}$	Concentration du réactif
$C_d$	-	Coefficient de frottement
$C_D$	-	Coefficient de trainée
$D_A$	$m^2 \cdot s^{-1}$	Coefficient de diffusion du gaz dans le liquide
$D_B$	$m^2 \cdot s^{-1}$	Coefficient de diffusion du réactif dans le liquide
$d_B$	m	Taille caractéristique des bulles
$d_G$	m	Taille caractéristique des gouttes
$d_b$	m	Diamètre des perforations/clapets
$D_H$	m	Diamètre hydraulique
$E$	-	Facteur d'accélération du transfert en présence d'une réaction chimique
$F_0$	$mol \cdot s^{-1}$	Débit molaire de gaz inerte
$F_A$	$mol \cdot s^{-1}$	Débit molaire du composant A
$Fa$	$Pa^{0.5}$	Facteur cinétique gaz ramenée à l'aire active
$F_I$	N	Force de l'interaction (I = D pour la trainée, M pour la masse ajoutée, Tchen pour la force de Tchen, L pour la portance, H pour la force d'histoire et T pour la force de dispersion)
$F_n$	$Pa^{0.5}$	Facteur cinétique gaz ramenée à l'aire nette
$FP$	-	Paramètre d'écoulement
$Fr$	-	Nombre de Froude
$Fr_D$	-	Nombre de Froude lié à une goutte
$F_S$	$Pa^{0.5}$	Facteur cinétique gaz ramenée à la section de la colonne
$F_T$	$mol \cdot s^{-1}$	Débit molaire total de gaz
$F_{trou}$	$Pa^{0.5}$	Facteur cinétique gaz au trou
$g$	$m \cdot s^{-2}$	Accélération de la pesanteur
$h$	m	Levée maximale de clapets
$h_{2\phi}$	m	Hauteur de la zone diphasique sur le plateau dans le modèle de Bennett et al
$h_{Fe}$	m	Hauteur de l'émulsion liquide gaz sur le plateau
$h_L$	m	Hauteur de liquide clair sur le plateau
$h_{ow}$	m	Hauteur d'émulsion au-dessus du barrage
$h_w$	m	Hauteur de barrage
$He$	$Pa \cdot mol^{-1} \cdot m^3$	Coefficient de Henry
$K_{Ga}$	$mol \cdot s^{-1} \cdot Pa^{-1}$	Résistance globale au transfert
$k_2$	$s^{-1}$	Constante cinétique de pseudo 1 <sup>er</sup> ordre
$k_G$	$m \cdot s^{-1}$	Coefficient de transfert côté gaz
$k_L$	$m \cdot s^{-1}$	Coefficient de transfert côté liquide

## Nomenclature

$k_s$	m	Rugosité sur les plateaux
$L$	$m^3.m..s^{-1}$	Charge liquide : débit liquide ramené à la largeur du barrage
$L_p$	m	Longueur de passe
$L_w$	m	Largeur du barrage
$n$	-	Nombre de clapets par plateau
$P$	Pa	Pression
$P_A$	Pa	Pression partielle du composé A
$p$	m	Pas des perforations
$p$	Pa	Pression du gaz soluble dans la phase gaz
$p_i$	Pa	Pression du gaz soluble à l'interface
$Q_G$	$m^3.s^{-1}$	Débit gaz
$Q_L$		Débit liquide
$Q_L'$	$m^3.s^{-1}$	Débit liquide de pleurage
$S$	$m^2$	Mètre-couple associée à l'interaction gaz liquide (en projection sur ez)
$Re_{L/G}$	-	Nombre de Reynolds liquide/gaz
$T_s$	m	Distance inter-plateaux
$U_{D0}$	$m.s^{-1}$	Vitesse initiale de goutte
$U_G$	$m.s^{-1}$	Vitesse gaz
$U_{G,a}$	$m.s^{-1}$	Vitesse gaz ramenée à l'aire active
$U_{G,b}$	$m.s^{-1}$	Vitesse gaz ramenée à l'aire perforée
$U_L$	$m.s^{-1}$	Vitesse liquide
$U_{L,a}$	$m.s^{-1}$	Taux d'arrosage ou vitesse liquide ramenée à l'aire active
$V_d$	$m^3$	Volume d'une particule
$We_B$	-	Nombre de Weber bulle
$We_G$	-	Nombre de Weber goutte
$x_A$	-	Titre molaire de A dans le liquide
$y_A$	-	Titre molaire de A dans le gaz
$\xi$	m	Côte
$a_f$	-	Constante utilisée dans l'expression de la rugosité (généralement prise égale à 3)
$\alpha_G$	-	Rétention gaz
$\alpha_L$	-	Rétention liquide
$\delta(\Delta P)$	Pa	Erreur de perte de charge due à la surélévation des piquages de pression
$\Delta P_{clapets}^*$	Pa	Perte de charge clapets considérée dans le modèle phénoménologique
$\Delta P_{émulsion}^*$	Pa	Perte de charge émulsion considérée dans le modèle phénoménologique
$\Delta P_{clapets}$	Pa	Perte de charge mesurée expérimentalement au niveau des clapets
$\Delta P_{émulsion}$	Pa	Perte de charge mesurée expérimentalement au niveau de l'émulsion
$\Delta P_{statique}$	Pa	Perte de charge statique due au poids des fluides sur le plateau
$\Delta P_{totale}$	Pa	Perte de charge totale sur le plateau
$\Delta P_{\sigma 1}$	Pa	Perte de charge due à la formation des inclusions gaz au niveau des clapets
$\Delta P_{\sigma 2}$	Pa	Perte de charge due à la formation des inclusions liquide à la surface de l'émulsion
$\lambda$	-	Coefficient de frottement dans l'expression de la contrainte rugueuse
$\mu_{G/L}$		Viscosité du gaz/liquide
$\xi_G$	-	Coefficient de perte de charge gaz
$\xi_L$	-	Coefficient de perte de charge liquide
$\rho_G$	$kg.m^{-3}$	Masse volumique du gaz
$\rho_L$	$kg.m^{-3}$	Masse volumique du liquide
$\sigma$	N.m-1	Tension de surface
$\varphi$	$mol. s^{-1}.m^{-2}$	Flux d'absorption par unité d'aire

## Nomenclature

---

$\phi_A$	mol. s <sup>-1</sup>	Flux absorbé du soluté A
$\psi$	m	Forme dimensionnelle du paramètre d'écoulement $FP$ appelé ratio de l'écoulement
$\omega$	-	Taux de nombre de clapets consacré ou pleurage
$\tau_{interaction}$	Pa	Contrainte associée à la force de trainée
$\tau_{rugosité}$	Pa	Contrainte liée à la rugosité sur les plateaux





# Chapitre 1

## Introduction et problématique

Dans ce premier chapitre, une analyse du besoin de l'étude sur colonnes d'absorption à plateaux est proposée. Un bref aperçu sur l'évolution du marché du gaz naturel ainsi que les contraintes et les besoins en termes de procédés sont d'abord avancés. En deuxième lieu une analyse plus détaillée des problématiques industrielles et scientifiques sera présentée suivi d'une proposition de première approche de modélisation phénoménologique de l'écoulement sur les plateaux à clapets. Les objectifs détaillés et la méthodologie adoptée pour cette thèse concluront ce chapitre.

### Contenu

1	Introduction et problématique.....	9
1.1	Introduction générale: procédés de traitement de gaz acides .....	10
1.1.1	Marché du gaz naturel .....	10
1.1.2	Procédés de traitement de gaz.....	12
1.2	Problématique détaillée.....	19
1.2.1	Problématique industrielle : besoin d'optimisation des colonnes .....	19
1.2.2	Paramètres clés du dimensionnement d'une colonne.....	20
1.2.3	Éléments de base d'une colonne à plateaux.....	20
1.2.4	Démarche d'optimisation : Extrapolation de l'échelle pilote à l'échelle industrielle	23
1.3	Modélisation phénoménologique du problème .....	27
1.3.1	Modélisation de la perte de charge plateau gaz : bilan de pression.....	28
1.3.2	Modélisation de la hauteur au-dessus du barrage.....	32
1.3.3	Conclusion .....	39
1.4	Méthodologie et objectifs de l'étude.....	41

## 1.1 Introduction générale : procédés de traitement de gaz acides

### 1.1.1 Marché du gaz naturel

Dans un contexte de transition énergétique, la consommation mondiale reste encore, et pour les décennies à venir, dominée par les énergies fossiles (81% des énergies primaires en 2010). Toutefois leur part est prévue à la baisse selon les scénarios présentés par l'agence internationale de l'énergie (AIE, 2012).

La Figure 1-1 présente la prévision de l'évolution du mix énergétique selon le scénario des nouvelles politiques (scénario intermédiaire entre le scénario 450 ppm de CO<sub>2</sub> et le scénario des politiques actuelles). Le gaz naturel est la seule énergie fossile à voir sa part de la consommation d'énergie primaire augmenter. Plus propre en combustion que le charbon ou le pétrole, avec des ressources en abondance (60 ans de consommation actuelle), le gaz naturel présente des atouts attrayants face aux contraintes environnementales de plus en plus strictes.

Les développements en matière de transport du Gaz Naturel Liquéfié (GNL) avec la construction de bateaux de plus en plus grands (jusqu'à 265 000 m<sup>3</sup> de capacité) et la construction de ports équipés pour le chargement (liquéfaction) et le déchargement de méthaniers (regazéification) ont permis la réduction des coûts de transport du gaz naturel ainsi que le développement d'un marché spot avec des échanges entre les marchés régionaux de gaz naturel (en opposition au marché long terme et rigide caractérisant les contrats historiques du marché du gaz).

L'inconvénient du gaz naturel réside dans son transport difficile et coûteux malgré les progrès technologiques réalisés. Il est transporté soit par gazoduc soit sur des méthaniers spécialement conçus pour le transport du GNL. Les deux modes de transport nécessitent un traitement au préalable :

- Le transport par gazoduc est effectué sous pression (~70 bar). Il nécessite une déshydratation du gaz (prévention contre le dépôt d'eau et la formation d'hydrates) ainsi qu'une élimination des composants acides en raison de leur corrosivité (sulfure de dihydrogène (H<sub>2</sub>S), dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>), mercaptans (R-SH), Sulfure de carbonyle (COS), disulfure de carbone (CS<sub>2</sub>)) mais également pour le respect de spécifications en termes de pouvoir calorifique et de normes environnementales. Des stations de compression sont ménagées pour les longs pipes, une séparation des hydrocarbures les plus lourds est effectuée et des additifs ajoutés afin de déplacer le point de rosée.
- Le transport sous forme de GNL implique le passage du gaz par une usine de liquéfaction (refroidissement du gaz jusqu'à -160° C à pression atmosphérique). Les spécifications du traitement préalable sont encore plus strictes afin d'éviter la formation d'hydrates pendant la liquéfaction.

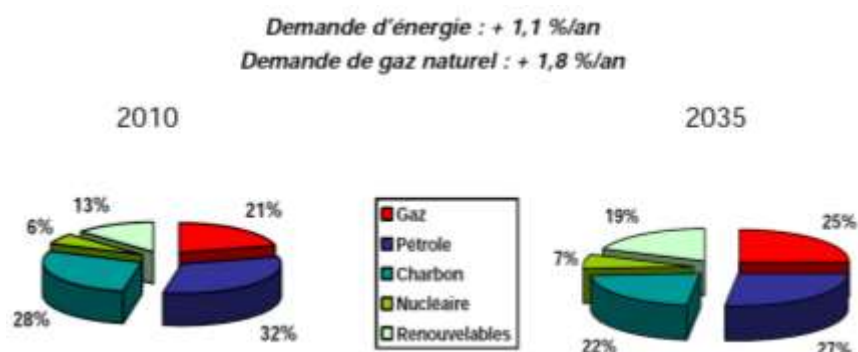


Figure 1-1 : Évolution du mix énergétique mondial. (AIE, 2011)

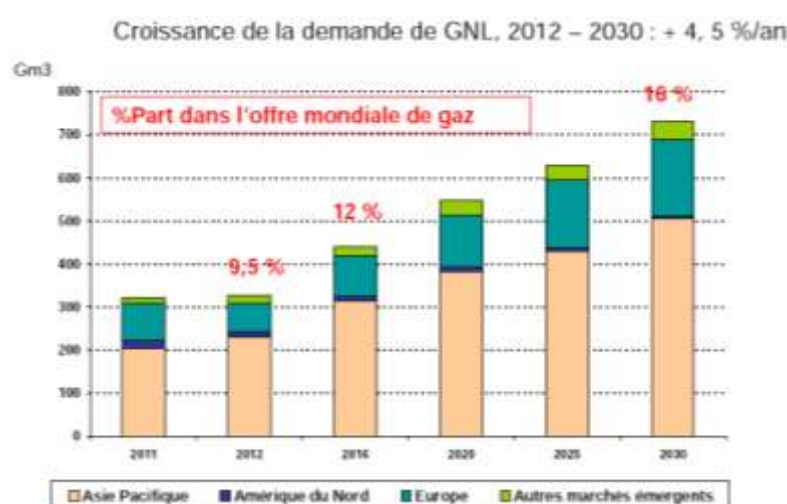


Figure 1-2 : Croissance de la part du GNL dans la demande du gaz naturel. (Appert, 2012)

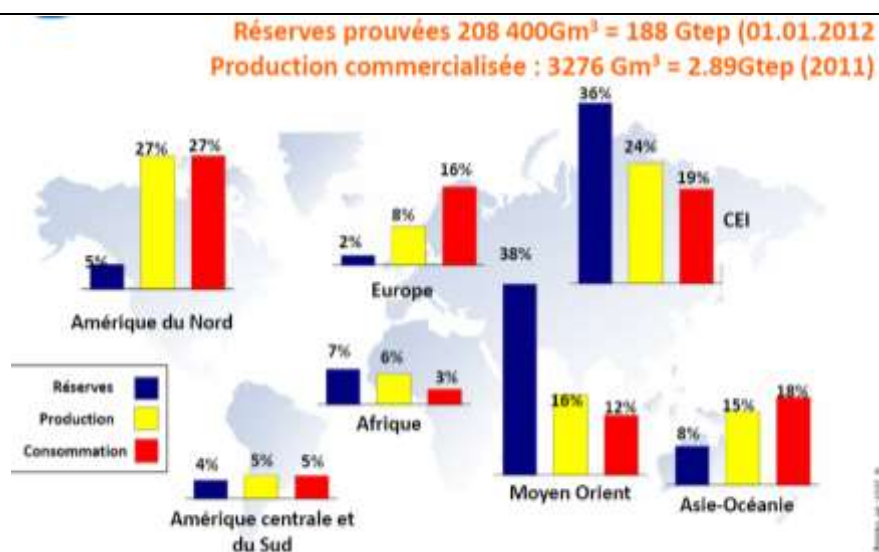
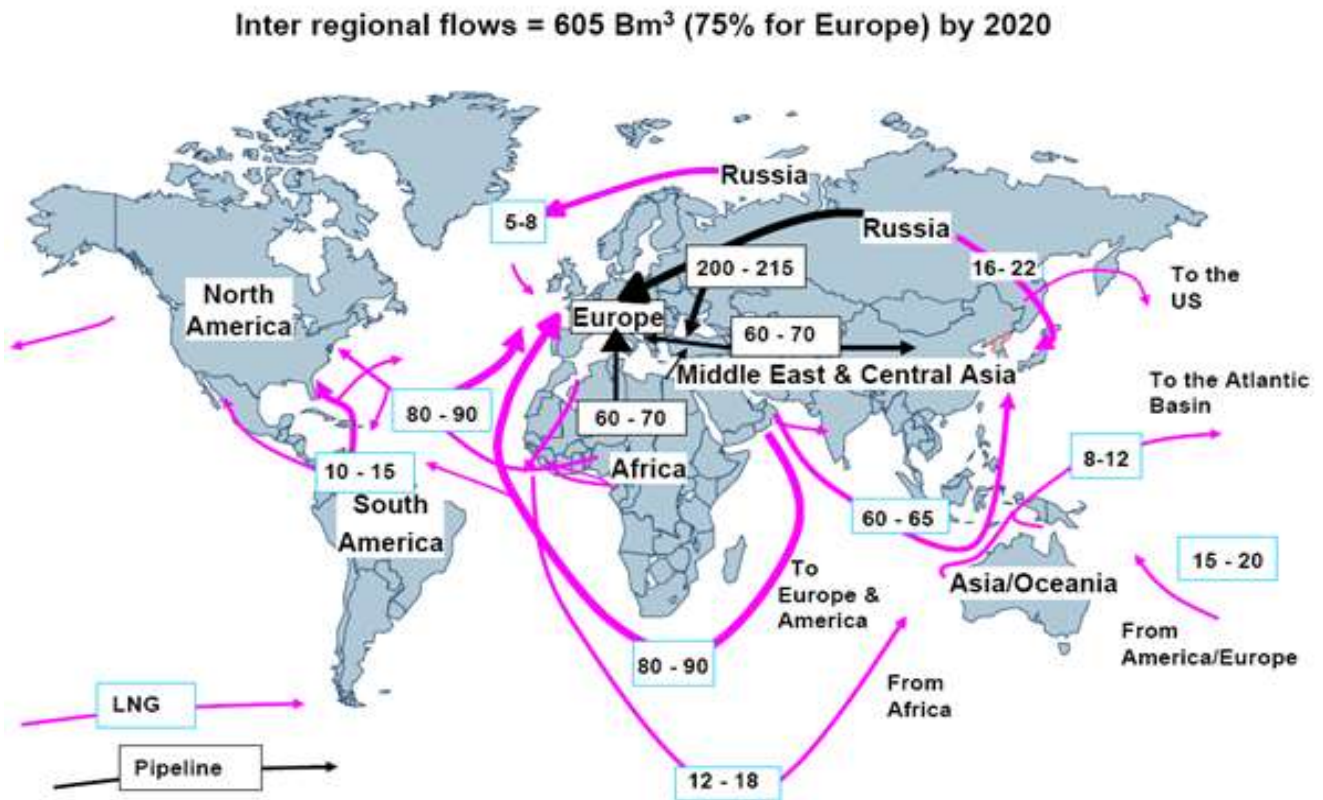


Figure 1-3 : Réserves, production et distribution du gaz naturel dans le monde en 2011. (AIE, 2012)



**Figure 1-4 : Prévisions des échanges de flux de gaz naturel pour 2020. (Appert, 2012)**

Face à cet engouement, les gaziers exploitent de plus en plus de gaz non conventionnels et également des gisements de plus en plus acides. Les ressources avec fortes concentrations en H<sub>2</sub>S et/ou CO<sub>2</sub> (pouvant dépasser 20% en volume) représentent plus de 40% des ressources mondiales en gaz naturel. La présence des composés acides pose des problèmes à la fois environnementaux (toxicité des composés soufrés) et opératoires (corrosivité, présence de CO<sub>2</sub> et risque de cristallisation lors de la liquéfaction du gaz pour le transport). La commercialisation de ces gaz nécessite ainsi de passer par une phase de désacidification permettant de respecter les spécifications réglementaires sur les compositions des produits (H<sub>2</sub>S < 4 ppmv / S total entre 10 et 100 ppmv / CO<sub>2</sub> < 2 % en pipeline et < 50 ppmv pour la liquéfaction).

### 1.1.2 Procédés de traitement de gaz

#### a. Les différentes technologies de traitement de gaz

Un récapitulatif de différentes technologies de traitement de gaz employées est présenté par Bergel et Tierno (2009) sur le Tableau 1-1. Les procédés sont classifiés par mécanisme de capture des gaz acides :

- par absorption : physique et/ou chimique, régénérative ou non.
- par adsorption : physique et /ou chimique, régénérative ou non.

- par perméation.
- par oxydo-réduction
- ou par cryogénie

Le choix du procédé dépend de plusieurs paramètres dont probablement les plus importants sont la concentration de la charge en gaz acides, les spécifications en sorties, les pressions partielles et la sélectivité par rapport à un composant particulier.

Les procédés d'absorption aux amines sont parmi les procédés les plus répandus en raison de leur capacité à traiter une large gamme de concentrations en gaz acides en entrée et le respect, en sortie, de spécifications assez sévères. Leur combinaison avec d'autres procédés pour un meilleur traitement est possible. (Voir Figure 1-5 et Figure 1-6)

### **b. Procédé de traitement de gaz par les amines**

Le procédé de traitement le plus répandu est celui de l'absorption réactive par les amines. Le schéma du procédé est présenté sur la Figure 1-7.

Ce procédé est constitué de deux unités principales : une colonne d'absorption, où le gaz est traité, et une colonne de régénération du solvant chargé en composants acides.

Dans la colonne d'absorption, le gaz à traiter est introduit en fond de colonne, après une première séparation des contaminants, alors que le solvant liquide pauvre est injecté en tête de colonne. Les deux phases s'écoulent à contre-courant et le transfert des gaz acides s'effectue par la mise en contact des deux fluides assurée par des contacteurs installés au sein de l'absorbeur.

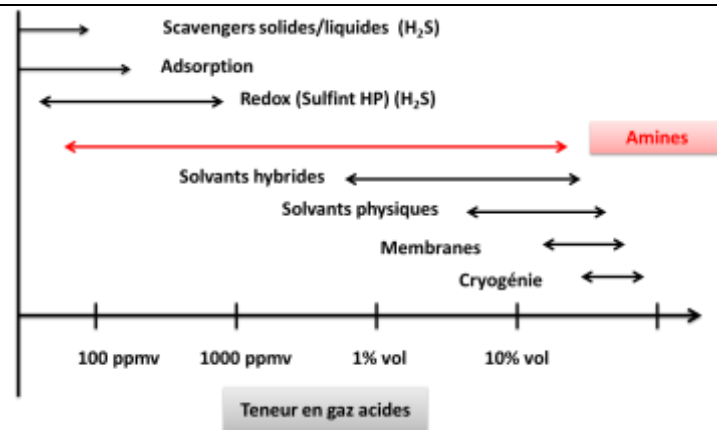
En tête de colonne le gaz traité est récupéré puis renvoyé dans un ballon séparateur afin d'éliminer le solvant entraîné. En fond de l'absorbeur, le solvant chargé est envoyé dans la boucle de régénération. La première étape consiste à flasher le liquide à moyenne pression afin de libérer une partie des hydrocarbures légers et des gaz acides absorbés. Le solvant chargé est ensuite envoyé, après une séparation éventuelle des hydrocarbures lourds par flash basse pression, vers la colonne de régénération.

En amont de la colonne de régénération thermique, afin de limiter la consommation au rebouilleur, le solvant est préchauffé par échange de chaleur avec le flux de solvant régénéré qui part en direction de l'absorbeur. La régénération permet de récupérer, en tête de colonne, les gaz acides qui sont refroidis afin de les condenser et séparer une grande partie de l'eau pour assurer le reflux. La phase gazeuse, riche en gaz acides, peut ensuite être envoyée vers une unité de post traitement (CLAUS par exemple) pour valorisation ou stockage. En fond de colonne le solvant régénéré est prêt à être recyclé dans la colonne d'absorption.

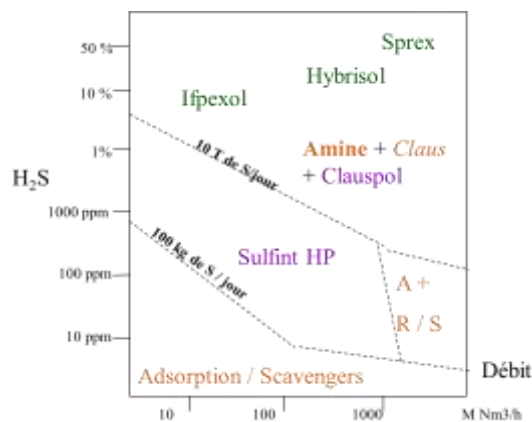
Avant d'être réinjecté dans l'absorbeur, le solvant régénéré passe par des étapes de refroidissement mais également de filtrage afin d'éliminer d'éventuelles impuretés et produits de dégradation.

**Tableau 1-1 : Classification des technologies de désacidification du gaz naturel.**  
(Bergel et Tierno, 2009 *avec modifications\**)

Mécanisme de traitement	Type du procédé	Technologie	Nom commercial
Absorption chimique	Régénératif, continu	Amines (MEA, DEA, MDEA, DIPA, solvants formulés)	Advamine™, HiLoadDEA, MDEAmax, EnergizedMDEA, etc...
		Hydroxide de sodium	Benfield, Catacarb, Giammarco-Vetrocoke, etc
	Non régénératif, continu (arrangement usuel : "lead/lag" avance / retard)	Carbonate de potassium	-
Absorption physique	Régénératif, continu	Solvants physiques	Selexol, Rectisol, Purisol, Fluor Solvent, IFPexol, etc...
Absorption physico-chimique	Régénératif, continu	Solvants physico-chimiques	Sulfinol, Ucarsol LE 701, 702 & 703, Flexsorb PS, HySweet®, etc...
Adsorption physique	Régénératif, continu (séquences d'adsorption / désorption)	Tamis moléculaires	Z5A (Zeochem), LNG-3 (UOP), etc...
Perméation	Continu	Membranes	Separex, Cynara, Z-top, Medal, etc ...
Oxydo-Réduction*	Régénératif, continu	Réacteurs Catalytiques	SweetSulf™, ...
Cryogénie*	Continu	Distillation	Sprex®, Sprex CO2®



**Figure 1-5 : Diagramme du choix de procédé d'absorption de gaz acides selon la concentration des gaz acides en entrée. (Prosernat, 2008)**



**Figure 1-6 : Procédés IFPEN pour le traitement de gaz acides : choix des procédés selon la concentration du gaz acide et du débit de gaz à traiter. (IFPEN, 2007)**

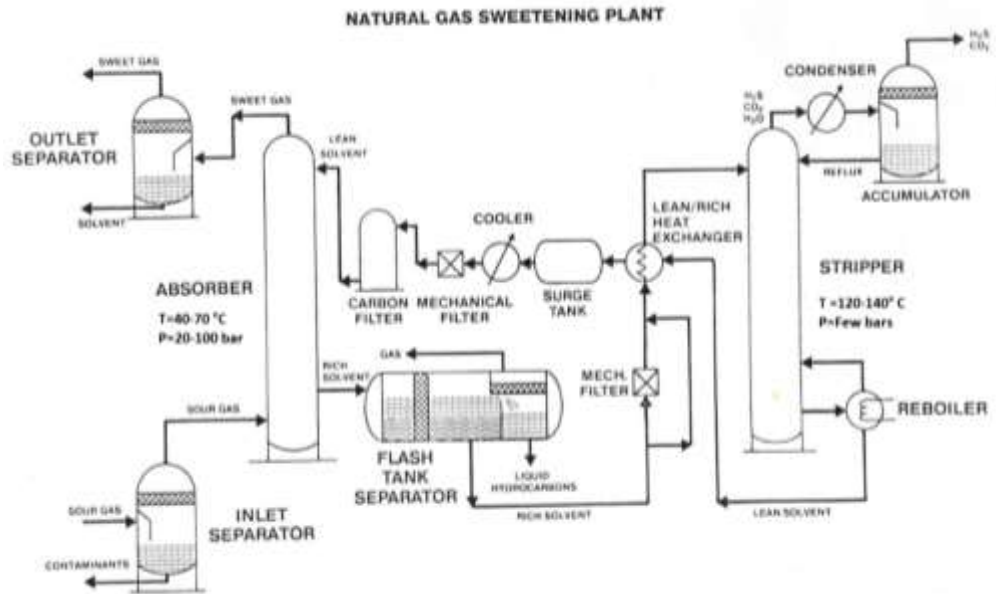


Figure 1-7 : Schéma du procédé de traitement de gaz acides avec des amines.(DOW, 1998)

Plusieurs solvants sont utilisés pour l'absorption. La Figure 1-8 présente un diagramme historique de l'utilisation des amines les plus répandues. L'utilisation de solvants mixtes (physiques et chimiques ou chimiques : mélange d'amines I<sup>aire</sup>, II<sup>aire</sup> et III<sup>aire</sup>) est de plus en plus investie. Les solvants physiques offrent la possibilité d'absorber les hydrocarbures lourds et l'eau et ainsi d'atteindre, dans une seule unité, plusieurs spécifications au prix d'une co-absorption importante d'hydrocarbures légers. Leur régénération est également moins couteuse et peut s'effectuer parfois par simples dépressurisations successives. Par contre leur potentiel d'absorption des gaz acides est moins important que les solvants chimiques. Ceux-ci possèdent des propriétés variables. Les amines tertiaires présentent par exemple des avantages semblables aux solvants physiques avec une faible énergie de régénération mais une cinétique très lente alors que les amines primaires et secondaires sont avantageuses pour l'absorption mais couteuses à la régénération. L'utilisation de mélanges de solvants permet ainsi de profiter des avantages qu'offre chaque famille mais également d'un effet de synergie existant dans certains cas (Servia, 2013).

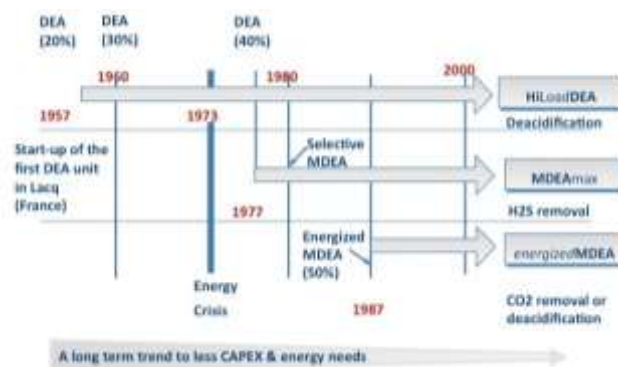
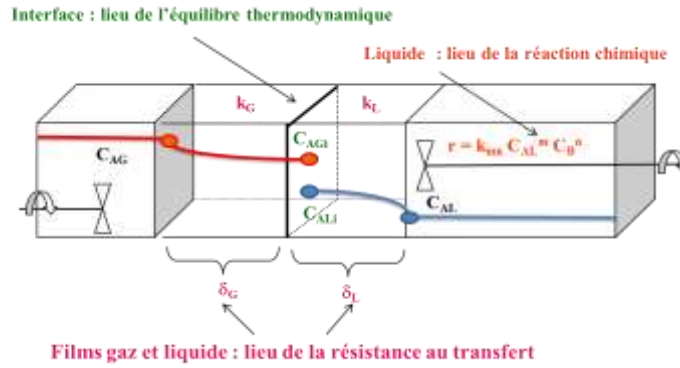


Figure 1-8 : Historique du développement des procédés d'absorption aux amines. (Prosernat)



### c. Absorption réactive

Le procédé d'absorption réactive fait intervenir plusieurs phénomènes : cinétique chimique, thermodynamique et transfert de matière (voir Figure 1-9). Le couplage entre ces différents phénomènes qui varie suivant le gaz acide considéré (régimes chimiques différents) conditionne les choix du solvant et du contacteur (importance des paramètres de transfert).



**Figure 1-9 : Schéma de l'absorption réactive d'un composé gazeux A avec le modèle du double film de résistance**

La cinétique chimique et la thermodynamique étant rapides, le transfert de matière est le phénomène limitant le procédé d'absorption. Les coefficients de transfert ainsi que l'aire interfaciale d'échange deviennent alors des paramètres clés pour la conception des colonnes.

En utilisant le modèle du double film de résistance au transfert côtés liquide et gaz (Danckwerts, 1970) (Figure 1-9), il est possible d'exprimer le flux absorbé d'un gaz A sous la forme suivante :

$$\Phi_A = \left( \frac{1}{1/k_G + He/E k_L} \right) \times a \times (P_A - He C_{A,L}) = K_G a (P_A - He C_{A,L}) \quad (1-1)$$

où  $a$  est l'aire interfaciale d'échange,  $k_G$ ,  $k_L$  sont les coefficients de transfert côté gaz et côté liquide,  $He$  est la constante thermodynamique de Henry,  $E$  est le facteur d'accélération,  $P_A$  est la pression partielle du soluté A dans la phase gaz,  $C_{A,L}$  est la concentration du soluté dans le liquide et  $K_G a$  la résistance globale au transfert.

La résistance globale au transfert s'exprime ainsi:

$$\frac{1}{K_G a} = \frac{1}{k_G a} + \frac{He}{E k_L a} \quad (1-2)$$

Le Tableau 1-2 illustre les paramètres de transfert les plus critiques pour l'absorption de l' $H_2S$  et du  $CO_2$  avec les amines les plus conventionnelles (DEA, MDEA et MDEA activée). Ainsi suivant le couple gaz acide/amine considéré, les paramètres de transfert les plus influents diffèrent conditionnant, par conséquent, le choix du contacteur.

Dans l'absorbeur plusieurs types de contacteurs sont utilisés. Historiquement ce sont les plateaux perforés puis à clapets qui ont été employés en premier mais, actuellement, d'autres contacteurs s'imposent tels que les garnissages structurés ou vrac (voir Tableau 1-3). Vu l'importance des paramètres de transfert dans l'absorption des gaz acides, le choix des contacteurs devient aussi important que celui du solvant.

Malgré l'émergence des nouveaux contacteurs, les plateaux restent largement employés en traitement de gaz pour leur coût relativement faible ainsi que leur flexibilité. De nouvelles configurations sont proposées pour l'amélioration de leur performance comme la proposition de plateaux avec de hauts déversoirs (Ludovic Raynal, 2008) ou alors la combinaison avec des éléments de garnissage (Chommeloux et al., 2010).

**Tableau 1-2 : Expression du coefficient de transfert de masse global et poids respectifs des différents termes de transfert de masse.** (Ludovic Raynal et al., 2005)

		Expression analytique approchée de $1/K_{Ga}^T$	Ordre de grandeur des poids respectifs des limitations G/L
DEA	H <sub>2</sub> S	$\frac{1}{k_G a} + \frac{He}{\frac{D_B C_B}{D_A C_A^*} k_L a}$	$2/3 k_{Ga} - 1/3 k_{La}$
	CO <sub>2</sub>	$\frac{1}{k_G a} + \frac{He}{\sqrt{k_{am} C_B D_A} a}$	$1/3 k_{Ga} - 2/3 a$
MDEA	H <sub>2</sub> S	$\frac{1}{k_G a} + \frac{He}{\frac{D_B C_B}{D_A C_A^*} k_L a}$	$2/3 k_{Ga} - 1/3 k_{La}$
	CO <sub>2</sub>	$\frac{He}{\sqrt{(k_L a)^2 + k_{OH} C_B D_A (a)^2}}$	$2/3 k_{La} - 1/3 a$
MDEA-a	H <sub>2</sub> S	$\frac{1}{k_G a} + \frac{He}{\frac{D_B C_B}{D_A C_A^*} k_L a}$	$2/3 k_{Ga} - 1/3 k_{La}$
	CO <sub>2</sub>	$\frac{1}{k_G a} + \frac{He}{\sqrt{k_{am} C_B D_A} a}$	$0.2 k_{Ga} - 0.8 a$

L'indice A correspond à l'espèce acide considérée (H<sub>2</sub>S ou CO<sub>2</sub>), l'indice B correspond à l'espèce basique considérée (amine ou ions hydroxides dans le cas de la MDEA et du CO<sub>2</sub>)

L'écriture de ces expressions tient compte du fait que les expressions du facteur d'accélération issus des deux modèles double film/ à renouvellement de surface, à savoir  $Ha/th(Ha)$  et  $\sqrt{1 + Ha^2}$  respectivement, donnent des résultats numériques très proches.

**Tableau 1-3 : Plateaux ou garnissages : quelques facteurs à considérer. (Lockett, 1986)**

	Plateaux	Garnissage vrac	Garnissage structuré
Effet de l'extrapolation sur HETP (Height of Equivalent Theoretical Plate)	Prévisible	Difficile à prédire	Prévisible
Perte de charge	Forte	Faible	Faible
Techniques de design établies	Oui	Oui pour la capacité mais pas pour la HETP	
Coût	Faible	Faible-Moyen	Élevé
Aptitude au service d'encrassement	Oui	Non	Non
Flexibilité du point de charge	Facile	Difficile	Difficile

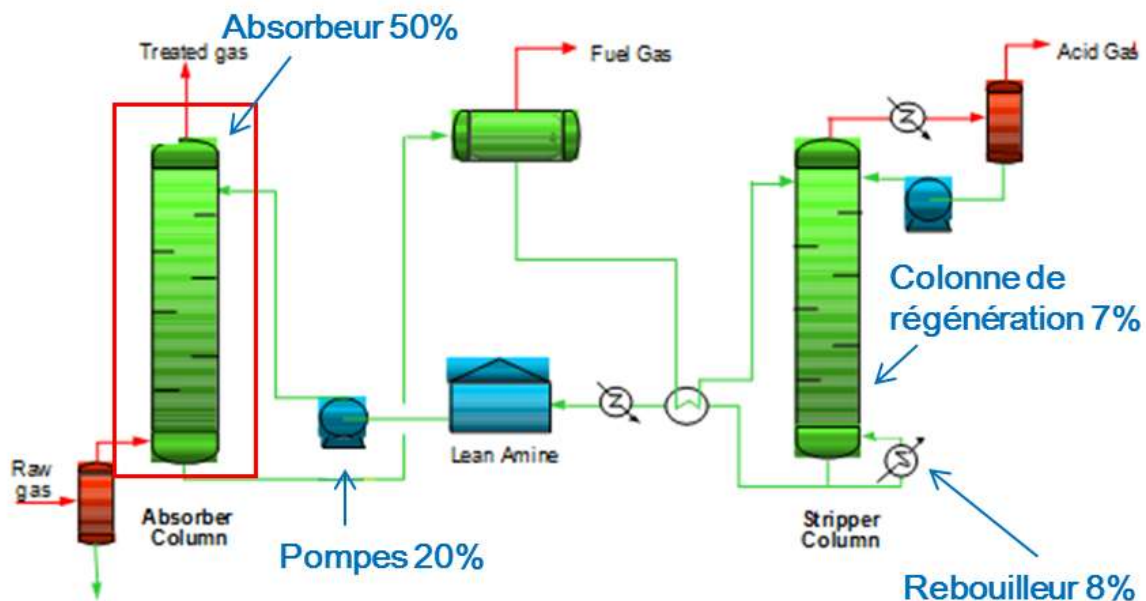
## 1.2 Problématique détaillée

L'intérêt est porté, ici, uniquement sur la partie absorption du procédé de traitement de gaz. Plus spécifiquement, le travail se consacre à l'étude des plateaux à clapets. Ainsi dans ce paragraphe, le besoin industriel lié au dimensionnement des colonnes est présenté. Les principaux paramètres contrôlant le design sont par la suite introduits ainsi qu'une description des éléments internes d'une colonne et le fonctionnement d'un plateau à clapets. La démarche de développement de règles de design est également décrite.

### 1.2.1 Problématique industrielle : besoin d'optimisation des colonnes

Une étude technico-économique faite par IFPEN (Ludovic Raynal et al., 2012) montre, sur un procédé de captage de  $\text{CO}_2$ , présentant un schéma de procédé semblable en équipements au procédé de traitement de gaz, que le coût en investissement de la colonne d'absorption est de l'ordre de 40 % du procédé. Pour un procédé de traitement de gaz acide cette part peut atteindre 50 % (voir Figure 1-10).

Le procédé étant largement limité par le phénomène de transfert, une optimisation du design des absorbeurs est possible pour permettre de réaliser des économies sur le coût du procédé.



**Figure 1-10 : Répartition des coûts d'investissement pour un procédé d'absorption de gaz acides.** (Font et Raynal, 2009)

L'optimisation des colonnes passe par une optimisation des contacteurs liquide gaz employés dans la colonne d'absorption. Deux paramètres importants sont concernés par cette optimisation : le diamètre et la hauteur totale de la colonne.

### 1.2.2 Paramètres clés du dimensionnement d'une colonne

Le dimensionnement d'une colonne à plateaux nécessite essentiellement la détermination de la hauteur totale ainsi que du diamètre de la colonne. Ce sont ces deux paramètres qui impactent directement le coût de la colonne et ainsi le coût d'investissement du procédé.

#### *Hauteur totale de colonne*

La hauteur totale est fonction du nombre de plateaux requis pour atteindre les spécifications imposées pour les produits. Ce nombre dépend du nombre d'étages théorique imposé par la thermodynamique et de l'efficacité du transfert sur un plateau réel. L'efficacité, à son tour, est fonction de paramètres de transfert de masse que sont l'aire interfaciale d'échange et les coefficients de transfert côté liquide et côté gaz. Une bonne prédiction de ces paramètres est par conséquent indispensable pour un dimensionnement optimal de la hauteur de colonne.

#### *Diamètre de colonne*

Certaines conditions hydrodynamiques de fonctionnement présentent de fortes non-stationnarités et/ou une dégradation notable de l'efficacité ce qui rend la colonne inopérable. On parle dans ces cas de limites du fonctionnement nominal. Connaissant les charges liquide et gaz à introduire dans la colonne, un bon dimensionnement du diamètre permet d'éviter ces zones problématiques. À débit liquide donné, deux limites majeures de fonctionnement sont généralement distinguées :

- une limite basse de vitesse gaz pour les domaines de fuites et pleurage : ces régimes correspondent à un passage quasi-total (fuites) ou partiel (pleurage) du liquide par les perforations du plateau. Un tel fonctionnement dégrade l'efficacité de la colonne. Il est caractérisé par sa nature oscillatoire et la création d'un important gradient hydraulique sur le plateau impliquant la formation de passages préférentiels gaz. L'apparition des oscillations, qui peuvent être dans le sens de l'écoulement liquide ou transverses, soulèvent également le problème de sollicitation mécanique de la colonne.
- une limite haute de vitesse gaz pour les domaines proches de l'engorgement : à fortes vitesses gaz, des gouttelettes de liquide sont entraînées avec le gaz vers le plateau supérieur. Ce phénomène est connu sous le nom de primage. L'entraînement du liquide avec le gaz dégrade l'efficacité de la colonne et augmente fortement la perte de charge. Le liquide est accumulé dans la colonne et celle-ci devient inopérable.

Le diamètre est ainsi déterminé pour correspondre à des débits gaz et liquide nominaux mais devra également permettre une marge de manœuvre assez confortable. Ceci nécessite alors une bonne maîtrise de l'hydrodynamique sur les plateaux.

### 1.2.3 Éléments de base d'une colonne à plateaux

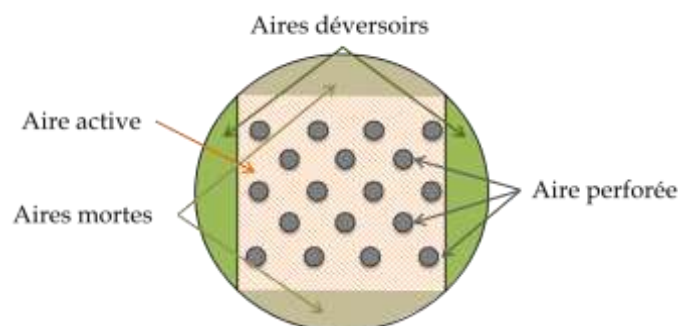
Avant de présenter la démarche employée pour le dimensionnement d'une colonne, les composants élémentaires de celle-ci ainsi que leurs fonctions sont présentés.

La colonne d'absorption permet de mettre en contact les deux phases afin que le transfert puisse avoir lieu. La Figure 1-12 présente un schéma d'une colonne d'absorption avec des plateaux perforés. La colonne fonctionne à contre-courant, le liquide s'écoule de haut en bas par gravité alors que le gaz, introduit au fond, monte la colonne.

Les composantes de base d'une colonne sont :

- Les plateaux : lieu de contact des deux phases et de la réalisation du transfert, plusieurs zones sont identifiables sur un plateau (voir Figure 1-11):
  - l'aire active  $A_a$  (dite aussi aire de bullage  $A_b$ ) qui correspond à la zone contenant les éléments permettant l'accès du gaz au plateau (perforations, clapets fixes ou mouvants, cloches/calottes...). Elle constitue la principale aire de contact entre les deux phases.
  - l'aire perforée correspondant à l'aire ouverte du plateau : égale soit à l'aire des perforations  $A_p$ , soit à l'aire latérale ouverte  $A_{ouverte}$  dans le cas des clapets.
  - l'aire morte est l'aire non perforée ou non équipée d'éléments de barbotage située à proximité des parois de la colonne.
- Les déversoirs qui remplissent plusieurs fonctions, la plus évidente étant l'acheminement du liquide d'un plateau à l'autre. La deuxième fonction est celle du dégazage, il permet de séparer les deux phases en évitant ainsi l'envoi d'un gaz plus pauvre vers des étages inférieurs ce qui se traduirait par une baisse d'efficacité. La troisième fonction, assurée en même temps par le barrage de sortie, est d'imposer une garde liquide qui permet l'établissement d'une hauteur de liquide clair sur le plateau suffisante pour effectuer le transfert.
- Le barrage de sortie assure une hauteur minimale de liquide clair sur le plateau (à condition qu'il y ait une garde liquide suffisante dans les déversoirs).

D'autres éléments peuvent être rencontrés dans une colonne, on citera un dispositif de désembuage (demister) pour la séparation du liquide entraîné avec le gaz, un barrage en entrée et un distributeur en entrée gaz.



**Figure 1-11 : schéma des différentes aires sur un plateau**

À l'échelle du plateau l'écoulement est à courants croisés : le liquide a un écoulement essentiellement horizontal et le gaz un écoulement essentiellement vertical. La Figure 1-13.a

schématise un plateau en fonctionnement nominal. Le liquide s'écoule dans le déversoir, parcourt la longueur de passe  $L_p$  où se fait le contact gaz/liquide et se déverse par-dessus le barrage de hauteur  $h_w$  vers le déversoir suivant où il se désengage du gaz avant d'entrer sur le plateau suivant. Le gaz, monte la colonne verticalement et entre dans la zone de contact diphasique par les clapets de diamètre  $d_b$ .

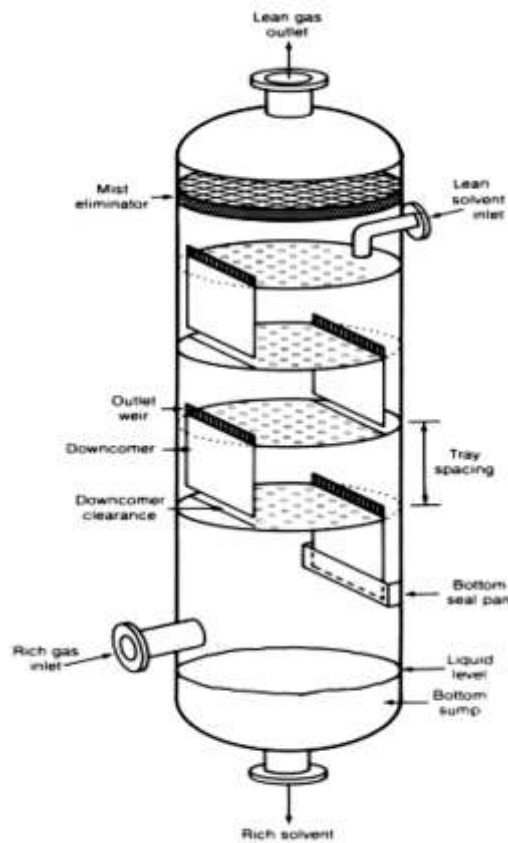


FIGURE 17 Tray column.

Figure 1-12 : Schéma d'une colonne à plateaux. (Fair et Kister, 2003)

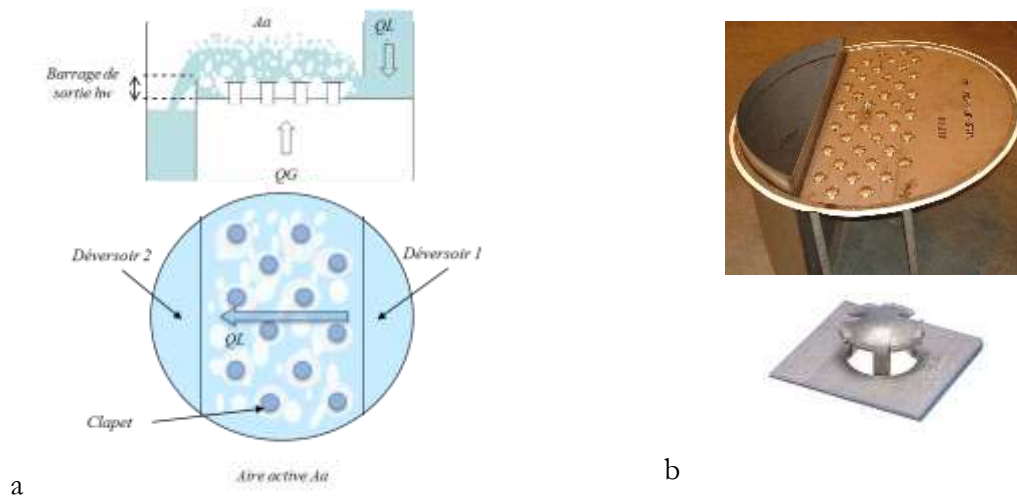


Figure 1-13 : a. Schéma d'un plateau à clapets. b. Photographie d'un plateau à clapets et d'un clapet (GLitsch V4)

### 1.2.4 Démarche d'optimisation : Extrapolation de l'échelle pilote à l'échelle industrielle

Un design optimal de la colonne exige un contrôle de l'hydrodynamique et des paramètres de transfert. La démarche habituelle du génie de procédés consiste à faire les études à l'échelle laboratoire/pilote et d'extrapoler les résultats à l'échelle industrielle en essayant de préserver le plus grand nombre de paramètres de similitude.

Cette approche ne permet pas une prédiction très précise du comportement hydrodynamique ainsi que l'efficacité sur les unités industrielles. Les raisons de cette imprécision sont multiples. La première est l'impossibilité de conserver l'ensemble des nombres adimensionnels lors de l'extrapolation. Rosen et Krylov (1974) relèvent une autre raison qui est l'apparition à plus grande échelle de phénomènes de mal-distributions (liquide et gaz).

#### a. Comparaison de paramètres dimensionnés entre unités pilotes et unités industrielles

Les problèmes d'extrapolation proviennent également, en grande partie, des expressions établies à l'échelle pilote et laboratoire. La majorité de celles proposées dans la littérature sont empiriques, dimensionnelles et fortement dépendantes des unités sur lesquelles elles sont établies. La considération de plusieurs jeux de corrélations pour l'extrapolation conduit souvent à des résultats très différents (cf chapitre 2).

Le Tableau 1-4 recense les gammes de variation des différents paramètres dimensionnels caractérisant l'écoulement pour trois travaux de référence (Hofhuis, 1980 ; Bennett et al., 1983; Colwell 1981). Ces gammes sont confrontées aux gammes industrielles.

Les trois travaux de la littérature cités dans le Tableau 1-4 se basent sur des bases de données issues de plusieurs travaux et s'intéressent essentiellement au cas des plateaux perforés. Certains paramètres géométriques tels que la hauteur du barrage ou le taux d'aire perforée sont largement étudiés dans la littérature contrairement à d'autres comme le diamètre, la largeur du barrage ou encore la longueur de passe. La plupart des travaux expérimentaux utilisent l'eau et l'air comme fluides de fonctionnement. Certains travaux testent d'autres fluides mais sont plus rares. En outre la température et la pression du système sont rarement variées. Ainsi l'effet de plusieurs paramètres importants reste encore à explorer.

Les colonnes industrielles fonctionnent dans différents régimes hydrodynamiques. La détermination du régime de fonctionnement est liée en premier lieu aux vitesses liquide et gaz sur le plateau. Par conséquent la définition des bonnes vitesses pour les essais sur les unités pilotes est indispensable avant de caractériser l'hydrodynamique et le transfert de matière et de pouvoir proposer des corrélations qui serviront par la suite au dimensionnement des unités industrielles.

L'extrapolation à partir des travaux sur unités pilotes nécessite la reproduction des mêmes phénomènes physiques contrôlant l'hydrodynamique et le transfert de masse. Ceci impose tout d'abord l'identification de ces phénomènes prépondérants puis le respect des ordres de grandeurs des paramètres qui leur sont associés. La comparaison de paramètres dimensionnels



entre unités pilotes et unités industrielles n'est pas suffisante, un recours à l'analyse dimensionnelle devient à ce stade inévitable.

**Tableau 1-4 : Comparaison des gammes de variations de paramètres géométriques, opératoires et physico-chimiques entre des colonnes industrielles (15 cas industriels de lavage de gaz acide par les amines) et quelques travaux de la littérature.**

	unités industrielles		Hofhuis (1980)		Bennett Agrawall et Cook (1983)		Colwell (1981)	
	min	max	min	max	min	max	min	max
<b>Paramètres géométriques</b>								
Diamètre colonne D (m)	1,48	4,55	0,45	1,4	-	-	0,152	1,22
Aire totale plateau $A_t$ (m <sup>2</sup> )	1,7	16,3	0,16	1,12	-	-	-	0,868
Aire active $A_a$ (m <sup>2</sup> )	0,95	13	0,14	0,8	-	-	-	-
Hauteur de barrage $h_w$ (cm)	3,7	7,7	2,5	10	0	10,16	1,4	12
Longueur de barrage $L_w$ (m)	1,3	15,2	0,26	0,8	-	-	-	-
Longueur de passe $L_p$ (m)	0,39	3,41	0,25	1	-	-	-	-
Aire perforée par aire active (%)	-	-	3,7	7,2	4,2	12,2	4,16	10,6
<b>Paramètres opératoires</b>								
Température (en °C)	35	83,67	25	110	-	-	-	-
Pression (en bar)	8	75	-	-	-	-	-	-
Débit volumique liquide $Q_L$ (m <sup>3</sup> /h)	83	631	-	-	-	-	-	-
Débit liquide/Longueur barrage (charge liquide) L (10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup> /m,s)	3	27	0,35	20,8	0,745	27,3	0,13	24
Débit liquide/Aire active $U_{La}$ (m/s)	0,006	0,037	-	-	-	-	-	-
Débit volumique gaz $Q_G$ (m <sup>3</sup> /h)	744,8	12436	-	-	-	-	-	-
Facteur cinétique gaz : racine carrée de la pression dynamique gaz par rapport à l'aire active $F_a$ (Pa <sup>0,5</sup> )	0,66	1,95	0,5	2,4	0,1	3,85	0,34	3,8
<b>Paramètres physico-chimiques</b>								
Masse volumique liquide $\rho_L$ (kg/m <sup>3</sup> )	1016	1074	776	1000	433	1000	763	1000
Viscosité liquide $\mu_L$ (cP)	0,909	4,359	-	-	0,065	2,3	-	-
Masse volumique gaz $\rho_G$ (kg/m <sup>3</sup> )	8,152	65,58	0,5	3	1,1218	52,08	0,59	3,2
Viscosité gaz $\mu_G$ (10 <sup>-2</sup> cP)	1,1	1,4	-	-	-	-	-	-
Tension superficielle $\sigma$ (10 <sup>-3</sup> N/m)	25,1	58	20	70	2,5	71,9	-	-

## b. Analyse dimensionnelle de l'écoulement sur un plateau

Un nombre important de paramètres influents entre en jeu pour la caractérisation de l'hydrodynamique sur les plateaux. Une analyse dimensionnelle basée sur le théorème de Vachy Buckingham (théorème de  $\Pi$ ) nécessite de lister l'ensemble des paramètres physico-chimiques, opératoires et géométriques du système. En considérant comme dimensions de base température, longueur, temps et masse, le nombre total de nombres adimensionnels requis pour la description du problème s'avère important. Une analyse dimensionnelle rigoureuse est ainsi difficilement réalisable sans partir des équations locales régissant l'écoulement diphasique gaz liquide. Ici le but étant simplement l'identification des phénomènes prépondérants, les forces en compétition sont tout d'abord identifiées puis les nombres adimensionnels provenant du rapport de ces forces sont définis pour une comparaison entre les gammes des unités industrielles et celles explorées par les travaux de la littérature.

L'écoulement sur le plateau est diphasique à courants croisés. Les perforations (ou clapets, calottes....) permettent une distribution de la phase gaz sur le plateau par la formation de différentes structures gaz/liquide : bulles, jets, gouttes, filaments ... . Les forces mises en jeu par ce procédé sont les inerties liquide et gaz, le poids du liquide sur le plateau, la tension de surface pour les bulles et les gouttes ainsi que les forces visqueuses. Les nombres adimensionnels considérés sont par conséquent :

- Le nombre de Froude  $Fr$  opposant l'inertie du gaz au poids du liquide : le gaz entrant dans le plateau se heurte au poids de la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$ . Cette hauteur étant du même ordre de grandeur que la hauteur du barrage de sortie, le nombre de Froude peut être estimé ainsi :

$$Fr = \sqrt{\frac{\rho_G U_{G,a}^2}{g \rho_L h_{Lc}}} \approx \sqrt{\frac{\rho_G U_{G,a}^2}{g \rho_L h_w}} \quad (1-3)$$

avec  $U_{Ga}$  la vitesse gaz ramenée à l'aire active

$$U_{Ga} = \frac{Q_G}{A_a} \quad (1-4)$$

Pour les faibles valeurs du nombre de Froude le phénomène de pleurage a lieu.

- Le paramètre d'écoulement  $FP$  opposant l'inertie gaz verticale à l'inertie liquide horizontale :

$$FP = \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \frac{U_L}{U_{G,a}} \quad (1-5)$$

avec  $U_L$  la vitesse liquide horizontale

$$U_L = \frac{Q_L}{h_{Lc} \cdot L_w} \approx \frac{Q_L}{h_w \cdot L_w} \quad (1-6)$$

L'entraînement du liquide avec le gaz devient important pour les fortes valeurs de ce paramètre d'écoulement  $FP$ .

- Le nombre de Weber de bulles  $We_B$  compare la force de tension de surface qui contribue à la stabilisation de l'interface, à l'inertie gaz qui tend plutôt à la briser. Le diamètre des bulles étant difficilement accessible, les bulles formées devraient avoir un diamètre du même ordre de grandeur que le diamètre des orifices pour un plateau perforé et celui de la hauteur de levée des clapets pour un plateau à clapets. Ce nombre de Weber bulle s'exprime comme suit :

$$We_B = \frac{\sigma}{\rho_G U_{G,h}^2 d_B} \approx \frac{\sigma}{\rho_G U_{G,h}^2 h} \quad (1-7)$$

avec  $h$  la levée maximale des clapets / le diamètre des perforations (plateau perforé).

- un nombre de Weber goutte opposant les forces de tension de surface à la vitesse gaz sur le plateau :

$$We_G = \frac{\sigma}{\rho_G U_{G,h}^2 d_G} \quad (1-8)$$

Des tailles caractéristiques de gouttes entre 200 et 1000  $\mu m$  sur les plateaux ont été reportées par Fang et He (2005). Pour une estimation de l'ordre de grandeur de ce nombre de Weber une taille moyenne de goutte de 500  $\mu m$  est considérée.

- Le nombre de Reynolds liquide comparant l'inertie liquide horizontale à la force de viscosité et s'exprime ainsi :

$$Re_L = \frac{\rho_L \cdot U_L^2}{\mu_L U_L / h_{Lc}} \approx \frac{U_L \cdot \rho_L \cdot h_w}{\mu_L} \quad (1-9)$$

- Le nombre de Reynolds gaz comparant les forces d'inertie et de viscosité pour la phase gaz :

$$Re_G = \frac{\rho_G \cdot U_{Gh}^2}{\mu_G U_{Gh} / h} = \frac{U_{Ga} \cdot \rho_G \cdot h}{\mu_G} \quad (1-10)$$

avec  $U_{Gh}$  la vitesse gaz au trou.

Parmi ces nombres adimensionnels, certains sont assez récurrents dans la littérature. Tel est le cas pour le paramètre de l'écoulement  $FP$  et pour le nombre de Froude opposant l'inertie gaz au poids du liquide sur le plateau.

La comparaison des nombres adimensionnels sur les plateaux (voir Tableau 1-5) entre unités industrielles et unités pilotes montre que pour certains paramètres, par exemple le paramètre de l'écoulement  $FP$ , les travaux de la littérature couvrent le domaine industriel. Par contre, pour d'autres nombres, certaines valeurs sur les unités pilotes peuvent être limites pour la gamme de variation industrielle comme typiquement le Weber bulle.

Ainsi une similitude parfaite entre ce qui est fait sur les unités pilotes et sur les unités industrielles est difficilement réalisable. En outre pour certains paramètres, par exemple le nombre de Froude, selon le travail d'étude considéré, la gamme industrielle peut être couverte entièrement ou partiellement. Selon le poids du paramètre adimensionnel en question sur l'hydrodynamique et le transfert en régime nominal, le choix du travail de référence pour la prédiction des différentes grandeurs sur les plateaux peut s'avérer crucial.

**Tableau 1-5 : Comparaison des paramètres adimensionnés**

	unités industrielles		Hofhuis (1980)		Bennett Agrawall et Cook (1983)		Colwell (1981)	
	min	max	min	max	min	max	min	max
$Fr$	0.0106	0.1268	0.0160	0.1740	0.0032	0.3740	0.0099	0.3710
$FP$	1.65	24.98	0.04	52.60	0.04	345	0.01	159
$We_B^1$	0.011	1.888	0.28	70	0.01	7190	0.23	389
$We_G^2$	20.89	1420.85	6.94	560	0.34	14380	9.97	1245.67
$Re_L$	302	22824	68	83200	79	111000	12	206000
$Re_G^1$	4539	43229	9350	515000	610	904000	10800	1350000

<sup>1</sup> Pour le calcul d'une vitesse gaz au trou un taux d'aire perforée  $A_h/A_a=17\%$  est considéré.

<sup>2</sup> Une taille moyenne de goutte de 500 $\mu$ m est considérée.

## 1.3 Modélisation phénoménologique du problème

Dans ce paragraphe, une rapide description phénoménologique de l'écoulement gaz liquide sur un plateau est proposée. Un retour sur l'hydrodynamique plus détaillée de la colonne sera fait ultérieurement (voir chapitre 2).

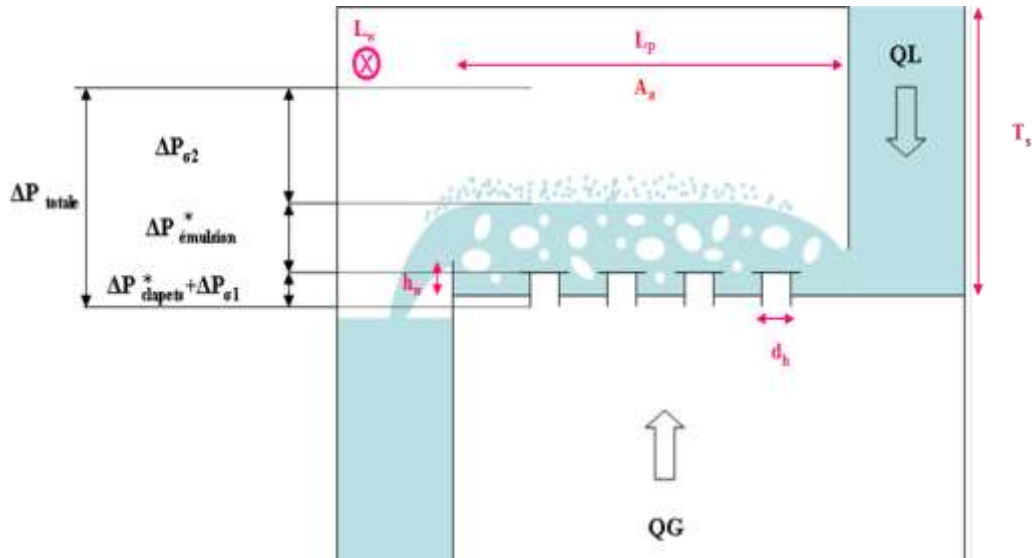
La description faite ici s'attachera à deux grandeurs importantes : la perte de charge totale gaz  $\Delta P_{totale}$  sur un plateau et la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage  $h_{L,om}$ . Cette analyse permettra l'identification des principaux phénomènes physiques contrôlant ces deux grandeurs.

### 1.3.1 Modélisation de la perte de charge plateau gaz : bilan de pression

La perte de charge sur le plateau est la somme de différentes contributions :

- la perte de charge singulière au niveau des perforations :  $\Delta P_{Clapets}^*$
- la perte de charge due à la formation des bulles au niveau des perforations :  $\Delta P_{\sigma 1}$
- la perte de charge au niveau de l'émulsion gaz liquide :  $\Delta P_{émulsion}^*$
- la perte de charge due à la formation de gouttes à la surface de l'émulsion :  $\Delta P_{\sigma 2}$

Ces différentes contributions sont schématisées sur la Figure 1-14.



**Figure 1-14 : Schéma d'un plateau en fonctionnement nominal**

La perte de charge dans la phase gaz s'écrit ainsi :

$$\Delta P_{Totale} = \Delta P_{clapets}^* + \Delta P_{émulsion}^* + \Delta P_{\sigma 1} + \Delta P_{\sigma 2} \quad (1-11)$$

Les différents termes de droites sont explicités ci-après. Pour chacun d'entre eux une normalisation par rapport à la pression dynamique de la phase gaz sera faite.

**a. Perte de charge au niveau des clapets  $\Delta P^*_{clapets}$**

Cette perte de charge correspond à la perte de charge singulière due au passage du gaz par les perforations. Ce terme tient également compte :

- du pleurage, passage d'une partie du liquide par les perforations du plateau.
- de l'effort nécessaire pour soulever le poids des clapets.

Considérant le cas général où le pleurage est présent, avec  $Q_L'$  le débit de pleurage et  $\omega$  le pourcentage de trous qui pleurent, la perte de charge clapets peut s'exprimer comme suit:

$$\Delta P^*_{clapets} = \frac{1}{2} \xi_G \rho_G \left( \frac{Q_G}{A_{ouverte}(1-\omega)} \right)^2 - \frac{1}{2} \xi_L \rho_L \left( \frac{Q_L'}{A_{ouverte} \omega} \right)^2 \quad (1-12)$$

avec  $A_{ouverte}$  l'aire latérale ouverte des clapets,  $Q_G$  le débit gaz,  $\rho_G$  et  $\rho_L$  les masses volumiques du gaz et du liquide,  $\xi_G$  et  $\xi_L$  les coefficients de perte de charge gaz et liquide. Le liquide qui pleure s'écoule dans le sens opposé au gaz. Cette fraction du liquide étant en charge dans les trous, la perte de charge qui lui est associée est précédée d'un signe négatif.

L'effet du soulèvement des clapets (dû à leur poids) est pris en compte dans le coefficient de perte de charge gaz  $\xi_G$  ainsi que dans l'expression de la surface ouverte.

La normalisation par la pression dynamique du gaz, avec la considération d'une vitesse gaz ramenée à l'aire active du plateau  $U_{G,a}$ , donne :

$$\frac{\Delta P^*_{clapets}}{\frac{1}{2} \rho_G U_{G,a}^2} = \xi_G \left( \frac{A_a}{A_{ouverte}(1-\omega)} \right)^2 - \xi_L \frac{\rho_L}{\rho_G} \left( \frac{Q_L'}{Q_G} \frac{A_a}{A_{ouverte} \omega} \right)^2 \quad (1-13)$$

Quand le pleurage est négligeable et que l'ensemble des clapets est ouvert, la perte de charge clapets se résume à une perte de charge à travers les orifices :

$$\Delta P^*_{clapets} = \frac{1}{2} \xi_G \rho_G U_{G,h}^2 \quad (1-14)$$

où  $U_{G,h}$  est la vitesse gaz à l'orifice.

**b. Perte de charge au niveau de l'émulsion  $\Delta P^*_{émulsion}$**

La perte de charge émulsion englobe une partie statique et une partie d'interaction gaz liquide.

La perte de charge statique est due au poids de l'émulsion sur le plateau :

$$\Delta P^*_{statique} = g \times h_{Fe} (\alpha_L \rho_L + (1-\alpha_L) \rho_G) \cong g \rho_L \alpha_L h_{Fe} = g \rho_L h_L \quad (1-15)$$

où  $g$  est l'accélération de la pesanteur,  $h_{Fe}$  la hauteur de l'émulsion gaz liquide,  $\alpha_L$  la rétention liquide moyenne sur le plateau et  $h_L$  la hauteur de liquide clair.

Le rapport des masses volumiques entre le gaz, l'air, et le liquide, l'eau, étant très petit ( $\sim 1\%$ ) la perte de charge due au poids gaz est négligée.

L'effet de l'interaction liquide gaz se traduit par un terme de frottement, et ainsi de perte de charge, sur le plateau. Son expression est difficile à exprimer puisqu'elle dépend notamment de la nature de l'interface (bulles, jets, poches, filaments liquide, gouttes...). Ici cette interaction est exprimée sous la forme classique d'une force de trainée exercée sur des bulles gaz dans un écoulement à phase continue liquide :

$$\vec{F}_{z,G/L} = a_e \overrightarrow{\tau_{z,interaction}} = -\frac{1}{2} C_D S \rho_L (\vec{U}_L - \vec{U}_G) \|\vec{U}_L - \vec{U}_G\| \quad (1-16)$$

avec  $a_e$  l'aire interfaciale,  $\tau_{z,interaction}$  la contrainte associée à l'interaction gaz liquide selon  $z$ ,  $S$  le mètre-couple associé,  $C_D$  le coefficient de trainée,  $U_G$  et  $U_L$  les vitesses gaz et liquide.

En général, l'écoulement sur le plateau ne correspond pas à cette description simpliste mais il convient de retenir cette forme qui reporte aussi bien l'effet de la fraction volumique que celui du changement de régimes hydrodynamiques sur le coefficient de trainée  $C_D$  et la surface  $S$ .

En supposant que le liquide a un mouvement globalement horizontal sur le plateau et que la vitesse gaz est, elle, principalement verticale (c'est-à-dire que l'entraînement horizontal du gaz est négligé), la perte de charge due à l'interaction entre les deux phases peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\Delta P_{G/L} = \frac{\vec{F}_{G/L} \cdot \vec{e}_z}{S} = \frac{1}{2} C_D \rho_L U_G \sqrt{U_L^2 + U_G^2} = \frac{1}{2} C_D' \rho_L U_G^2 \sqrt{1 + \left(\frac{U_L}{U_G}\right)^2} \quad (1-17)$$

La perte de charge émulsion s'exprime ainsi :

$$\Delta P_{émulsion}^* = g \rho_L h_L + \frac{1}{2} C_D \rho_L U_G^2 \sqrt{1 + \left(\frac{U_L}{U_G}\right)^2} \quad (1-18)$$

Une adimensionalisation de cette perte de charge conduit à l'expression suivante :

$$\frac{\Delta P_{émulsion}^*}{\frac{1}{2} \rho_G U_{G,a}^2} = \frac{2g \rho_L h_L}{\rho_G U_{G,a}^2} + C_D \frac{\rho_L}{\rho_G} \sqrt{1 + \left(\frac{U_L}{U_G}\right)^2} \quad (1-19)$$

soit :

$$\frac{\Delta P_{émulsion}^*}{\frac{1}{2} \rho_G U_{G,a}^2} = 2Fr^{-2} + C_D \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^2 + \frac{\rho_L}{\rho_G} FP^2} \quad (1-20)$$

Deux nombres adimensionnels apparaissant dans l'expression adimensionnée. Ils sont respectivement le nombre de Froude comparant l'inertie gaz au poids du liquide sur le plateau et le paramètre de l'écoulement qui représente le rapport des inerties liquide et gaz.

**c. Perte de charge due à la tension d'interface  $\Delta P_{\sigma 1} + \Delta P_{\sigma 2}$**

La perte de charge due aux effets de tension interfaciale correspond à la formation des structures gaz au niveau des clapets  $\Delta P_{\sigma 1}$  et à la formation des gouttes liquides entraînées par le gaz  $\Delta P_{\sigma 2}$ .

L'expression de cette perte de pression se met sous la forme :

$$\Delta P_{\sigma 1} + \Delta P_{\sigma 2} = K_1 \frac{\sigma}{d_B} + K_2 \frac{\sigma}{d_G} \quad (1-21)$$

avec  $\sigma$  la tension interfaciale,  $d_B$  la taille caractéristique des bulles,  $d_G$  la taille caractéristique des gouttes et  $K_1, K_2$  des fonctions des angles de contact et des formes des inclusions.

En ramenant cette perte de charge à l'inertie gaz  $\frac{1}{2} \rho_G U_{G,a}^2$ , les nombres de Weber pour bulles et pour gouttes apparaissent

$$\frac{\Delta P_{\sigma 1}}{\frac{1}{2} \rho_G U_{G,a}^2} + \frac{\Delta P_{\sigma 2}}{\frac{1}{2} \rho_G U_{G,a}^2} = 2K_1 \times We_B + 2K_2 \times We_G \quad (1-22)$$

avec l'expression des nombres de Weber :

$$We_B = \frac{\sigma}{\rho_G U_{G,a}^2 d_B} \quad (1-23)$$

$$We_G = \frac{\sigma}{\rho_G U_{G,a}^2 d_G} \quad (1-24)$$

**d. Perte de charge totale  $\Delta P_{\text{totale}}$**

En adoptant les différentes expressions précédentes, la perte de charge totale s'écrit finalement:

$$\begin{aligned} \Delta P_{\text{Totale}} = & \frac{1}{2} \xi_G \rho_G \left( \frac{Q_G}{A_{\text{ouverte}} (1-\omega)} \right)^2 - \frac{1}{2} \xi_L \rho_L \left( \frac{Q_L'}{A_{\text{ouverte}} \omega} \right)^2 + g \rho_L h_L + \frac{1}{2} C_D \rho_L U_G^2 \sqrt{1 + \left( \frac{U_L}{U_G} \right)^2} \\ & + K_1 \frac{\sigma}{d_B} + K_2 \frac{\sigma}{d_G} \end{aligned} \quad (1-25)$$

L'adimensionnalisation par la pression dynamique du gaz donne :

$$\begin{aligned} \frac{2\Delta P_{\text{Totale}}}{\rho_G U_{G,a}^2} = & \xi_G \left( \frac{A_a}{A_{\text{ouverte}} (1-\omega)} \right)^2 - \xi_L \frac{\rho_L}{\rho_G} \left( \frac{Q_L'}{Q_G} \frac{A_a}{A_{\text{ouverte}} \omega} \right)^2 + 2Fr^{-2} + C_D \sqrt{\left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^2 + \frac{\rho_L}{\rho_G} Fr^2} \\ & + 2K_1 \times We_B + 2K_2 \times We_G \end{aligned} \quad (1-26)$$



Parmi ces différents termes certains sont jugés négligeables, telles que les contributions de la tension interfaciale.

Sur des plateaux perforés certaines études tiennent compte de la tension de surface due à la formation des bulles au niveau des perforations. Bennett et al. (1983), Eduljee (1958) et Bennett et al. (1983) proposent l'expression suivante pour cette perte de pression :

$$\Delta P_{\sigma 1} = \frac{6\sigma}{d_{B \max}} \quad (127)$$

où  $d_{B \max}$  est la taille maximale de bulles formées au niveau des plateaux

$$d_{B \max} = b \left[ \frac{d_h \sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/3} \quad (1-28)$$

avec  $b=1.27$  dans le cas de l'eau et de l'air.

La contribution de cette perte de charge est finalement considérée faible en comparaison aux autres termes dans le bilan de pression. Dans le cas des plateaux à clapets, le diamètre de trou étant beaucoup plus important (de l'ordre de quelques centimètres), cette perte de charge devient largement négligeable.

L'effet de formation des gouttes en surface, lui, reste faible pour les régimes d'émulsion (phase continue liquide) et ne devient important que pour une très forte atomisation du liquide sur le plateau c'est-à-dire pour un régime de jets. Bennett et al. (1995) étudient l'effet de présence d'une couche de gouttes liquides au-dessus de l'émulsion. Ils montrent qu'en négligeant la présence des gouttes l'erreur maximale sur la perte charge émulsion est au maximum de l'ordre de 10%.

Le terme de l'interaction gaz liquide dépend fortement du coefficient de traînée. Celui-ci étant dépendant des formes des inclusions, de la vitesse de glissement entre liquide et gaz ainsi que des propriétés physico-chimiques, il est par conséquent difficile à évaluer. Toutefois, ce terme pointe l'importance du paramètre de l'écoulement  $FP$  qui devient d'autant plus important que les vitesses liquide et gaz augmentent.

Le terme du pleurage est d'autant moins important que le débit et l'aire ouverte de pleurage diminuent. En contrepartie, le terme de perte de charge singulière du gaz augmente en augmentant la vitesse gaz.

Le dernier terme est le terme relatif à la hauteur de liquide statique sur le plateau. Ce terme souligne l'importance du nombre de Froude opposant le poids liquide à l'inertie gaz sur le plateau.

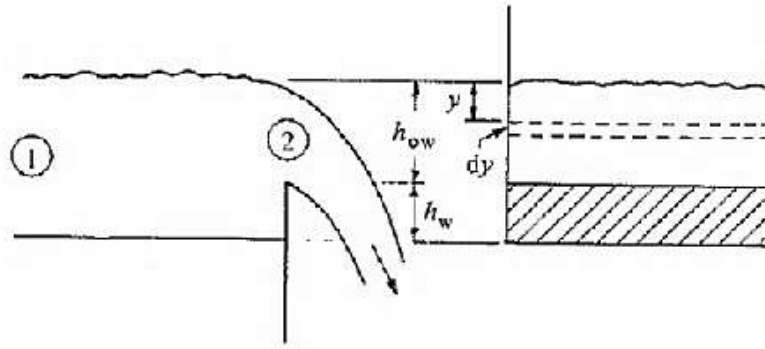
### 1.3.2 Modélisation de la hauteur au-dessus du barrage

La hauteur de liquide clair par-dessus le barrage de sortie est souvent modélisée dans la littérature par l'équation de Francis issue d'une description homogène de l'écoulement sur les

plateaux. Les hypothèses ainsi que les expressions issues de cette description classique sont présentées. Une nouvelle approche est proposée, par la suite. Celle-ci s'inspire du modèle homogène en introduisant deux types de frottements.

**a. Modèle de l'écoulement monophasique au-dessus d'un barrage :  
équation de Francis**

Ce modèle est introduit ici en raison de sa forte utilisation dans la littérature pour une description très simple de l'écoulement sur le plateau. Pour obtenir cette équation en écoulement monophasique au-dessus d'un barrage, la Figure 1-15 est considérée. Les hypothèses d'un écoulement stationnaire, incompressible et non-visqueux sont adoptées.



**Figure 1-15 : Schéma de l'écoulement monophasique au-dessus d'un barrage (modèle de Francis). (Lockett 1986)**

L'application du bilan de quantité de mouvement entre les sections 1 et 2 à une côte  $z$  fixe (l'axe  $z$  étant dirigé vers le haut et ayant comme origine la hauteur du barrage) permet d'écrire :

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{p_2 - p_1}{\rho g} = 0 \quad (1-29)$$

La vitesse  $u_1$  est négligée par rapport à  $u_2$ , le ratio des surfaces transverses  $S_2/S_1$  étant petit devant 1, et la pression en sortie est égale à la pression de surface ( $p_2 = p_s$ ). La pression en 1 s'écrit:

$$p_1 = p_s + \rho g y \quad (1-30)$$

L'équation (1-29) se simplifie pour obtenir :

$$u_2 = \sqrt{2gy} \quad (1-31)$$

L'expression d'un élément de variation du débit liquide au-dessus du barrage s'exprime alors comme suit:

$$dQ_L = C_d L_w u_2 dy = C_d L_w \sqrt{2gy} dy \quad (1-32)$$

où  $C_d$  est un coefficient introduit pour prendre en compte le frottement.

L'intégrale sur la hauteur au-dessus du barrage donne :

$$Q_L = \int_0^{h_{ow}} C_d L_w \cdot \sqrt{2gy} dy = C_d L_w \left( \frac{2\sqrt{2g}}{3} \right) h_{ow}^{3/2} \quad (1-33)$$

D'où l'expression de la hauteur au-dessus du barrage  $h_{ow}$  suivante :

$$h_{ow} = \left( \frac{3}{2\sqrt{2}C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{2/3} (g)^{-1/3} \quad (1-34)$$

En considérant un écoulement diphasique, la hauteur de l'émulsion diphasique au-dessus du barrage donne l'expression suivante :

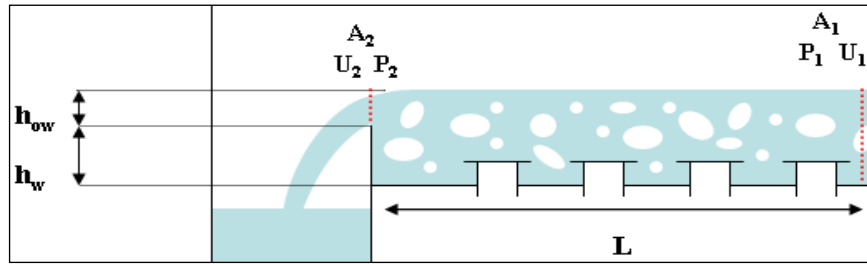
$$h_{ow} = \frac{h_{L,ow}}{\alpha_L} = \left( \frac{3}{2\sqrt{2}C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^{2/3} (g)^{-1/3} \quad (1-35)$$

avec  $h_{L,ow}$  la hauteur de liquide clair et  $h_{ow}$  la hauteur de l'émulsion au-dessus du barrage.

Cette expression sera comparée plus loin au modèle proposé dans cette étude.

### b. Modélisation proposée de la hauteur au-dessus du barrage

Afin d'accéder à une première modélisation de la hauteur de liquide par-dessus le barrage de sortie  $h_{L,ow}$  la condition d'entrée du liquide sur le plateau est supposée loin du barrage. Le schéma simplifié de la Figure 1-16 est alors considéré.



**Figure 1-16 : Schéma de l'écoulement diphasique avec écoulement infini en entrée**

L'écoulement est considéré stationnaire, incompressible et non visqueux. Les rétentions liquide et gaz sont supposées constantes dans l'émulsion. Cette première description de l'écoulement est ainsi semblable à ce qui est fait dans le modèle homogène.

En exprimant le bilan de quantité de mouvement sur une ligne de courant de la phase liquide, on obtient :

$$\frac{1}{2} \alpha_L \rho_L \vec{\nabla}(U_L^2) - \alpha_L \rho_L \vec{g} + \alpha_L \vec{\nabla}(p) = \vec{\nabla} \left( \frac{1}{2} \alpha_L \rho_L U_L^2 + \alpha_L \rho_L g z + \alpha_L p \right) = -\overrightarrow{C_{pertes}} \quad (1-36)$$

où  $p$  est la pression et  $z$  la côte.

Cette expression peut s'écrire également sous la forme :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{U_L^2}{2g} + z + \frac{p}{\rho_L g} \right) = \frac{-\overline{C_{pertes}}}{\alpha_L \rho_L g} \quad (1-37)$$

Le terme de droite correspond aux pertes par frottements dans le système.

Cette expression est intégrée entre les deux plans  $A1$  et  $A2$  pour deux points situés à la surface libre de l'écoulement (même côte  $z$ ).

Par la suite, les hypothèses suivantes seront admises :

- l'écoulement est plan, pas d'effet de parois latérales.
- la vitesse liquide considérée est une vitesse moyenne sur la section perpendiculaire à l'écoulement.
- sur la section de sortie  $A_2$ , la pression est homogène et égale à la pression à la hauteur  $h_w$ .

La différence de pression entre 1 et 2 s'exprime en fonction de la hauteur  $h_{ow}$  :

$$p_1 - p_2 = \rho_L g \alpha_L h_{ow} \quad (1-38)$$

Après projection du bilan de quantité de mouvement (1-37) sur l'axe horizontal (dirigé dans le même sens que l'écoulement) et intégration sur la longueur parcourue  $L$ , l'expression suivante est obtenue

$$\frac{U_2^2 - U_1^2}{2g} - \alpha_L h_{ow} = \int_L \frac{-C_{pertes}^*}{\alpha_L \rho_L g} dL \quad (1-39)$$

avec

$$U_1 = \frac{Q_L}{\alpha_L L_w (h_w + h_{ow})} \quad (1-40)$$

et

$$U_2 = \frac{Q_L}{\alpha_L L_w h_{ow}} \quad (1-41)$$

et où  $L$  est la distance entre les deux plans  $A1$  et  $A2$ ,  $C_{pertes}^*$  la moyenne sur une section de  $C_{pertes}$ .

Finalement

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} = \int_L \frac{-C_{pertes}^*}{\alpha_L \rho_L g} dL = H \quad (1-42)$$

Le terme de droite  $H$  représente le terme de dissipation. Deux sources dissipatives sont prises en compte : le frottement rugueux sur le fond du plateau (dû à la présence des clapets) et l'interaction gaz liquide.

L'effet de chacune de ces pertes est considéré, en premier lieu, séparément, puis en les cumulant.

### c. Prise en compte de l'effet de la rugosité

Dans un écoulement plan, monophasique avec frottement au fond, l'intégration sur la section perpendiculaire à l'écoulement du bilan de quantité de mouvement donne:

$$d\left(\frac{U_L^2}{2g} + z + \frac{p}{\rho_L g}\right) = \frac{-\tau_{\text{rugosité}}}{\rho_L g} dL \quad (1-43)$$

Le terme de la contrainte rugueuse linéique peut être modélisé sous la forme suivante (Thual, 2010) :

$$\tau_{\text{rugosité}} = \frac{1}{8} \lambda \rho_L U_L^2 \quad (1-44)$$

avec  $U_L$  la vitesse moyenne du liquide sur la section et  $\lambda$  le coefficient de frottement.

Dans le cas d'un écoulement avec un fond rugueux, l'expression suivante pour le calcul du coefficient de frottement peut être utilisée :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log_{10} \left( \frac{k_s}{D_H \alpha_f} \right) \quad (1-45)$$

où  $k_{s_s}$  est la rugosité du fond, considérée ici égale à la hauteur moyenne des clapets sur le plateau,  $D_H$  est le diamètre hydraulique et  $\alpha_f$  est une constante qui dépend de la géométrie du canal. Dans le cas des écoulements à surface libre  $\alpha_f$  est souvent prise égale à 3.

Ainsi, en écoulement monophasique, le bilan s'écrit :

$$d\left(\frac{U_L^2}{2g} + z + \frac{p}{\rho_L g}\right) = -\frac{1}{8g} \lambda U_L^2 dL \quad (1-46)$$

Considérant la géométrie du plateau, l'intégration entre 1 et 2, pour deux points de la surface, donne:

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - h_{ow} = \int_L -\frac{1}{8g} \lambda U_L^2 dL \quad (1-47)$$

Si l'écoulement diphasique est pris en considération, l'expression devient :

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} = \int_{L_{mouillé}} -\frac{1}{8\alpha_L g} \lambda U_L^2 dL_{mouillé} \quad (1-48)$$

Le terme de droite peut être simplifié en supposant :

- que l'expression à l'intérieur de l'intégrale est une constante sur la distance parcourue  $L$
- que la surface mouillée est égale à la surface totale du fond multipliée par la rétention liquide  $\alpha_L$ .

L'expression finale est par conséquent :

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} = -\frac{L}{8g} \lambda U_{L,moyen}^2 \quad (1-49)$$

La vitesse moyenne,  $U_{L,moyen}$ , sur le plateau est considérée égale à  $U_l$ , ce qui permet d'écrire finalement :

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} = -\frac{L}{8g} \lambda \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w (h_{ow} + h_w)} \right)^2 \quad (1-50)$$

Le terme de dissipation  $H$  s'exprime dans ce cas ainsi :

$$H = -\frac{L}{8g} \lambda \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w (h_{ow} + h_w)} \right)^2 \quad (1-51)$$

#### d. Prise en compte de l'effet d'interaction gaz liquide

La contrainte d'interaction gaz liquide traduit un transfert de quantité de mouvement de la phase liquide vers la phase gaz.

En considérant l'expression suivante pour la composante selon x de la force d'interaction :

$$\vec{F}_{x,G/L} = a_e \overrightarrow{\tau_{x,interaction}} = \frac{1}{2} C_D S' \rho_L (\vec{U}_L - \vec{U}_G) \|\vec{U}_L - \vec{U}_G\| \quad (1-52)$$

avec  $a_e$  l'aire interfaciale et  $\tau_{x,interaction}$  la contrainte associée à la force de trainée selon x et  $S'$  le mètre-couple associé.

La contrainte peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\tau_{G/L} = \frac{\vec{F}_{x,G/L} \cdot \vec{e}_x}{S'} = \frac{1}{2} C_D \rho_L U_L \sqrt{U_L^2 + U_G^2} = \frac{1}{2} C_D \rho_L U_L^2 \sqrt{1 + \left( \frac{U_G}{U_L} \right)^2} \quad (1-53)$$

En considérant l'écoulement diphasique, sans la rugosité, la conservation de quantité de mouvement donne :

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} = \int_L -\frac{1}{2g\alpha_L} C_D U_L^2 \sqrt{1 + \left( \frac{U_G}{U_L} \right)^2} dL \quad (1-54)$$

Pour des soucis de simplification, comme pour le cas rugueux, le terme à l'intérieur de l'intégrale est considéré constant et la vitesse liquide qui intervient dans son écriture proche de  $U_l$ . La vitesse gaz considérée sera celle ramenée à l'aire active du plateau.

L'expression obtenue est alors la suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} = \\ & -\frac{L}{2g\alpha_L} C_D \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w (h_{ow} + h_w)} \right)^2 \sqrt{1 + \left( \frac{U_{G,a}}{Q_L / \alpha_L L_w (h_{ow} + h_w)} \right)^2} \end{aligned} \quad (1-55)$$

Le résultat de cette expression dépend fortement de l'expression du coefficient de trainée. L'expression proposée par Ishii et Zuber (1979)(Ishii & Hibiki 2005) est considérée pour exprimer le coefficient de trainée  $C_D$  :

$$C_D = \frac{8}{3} (1 - \alpha_G)^2 = \frac{8}{3} \alpha_L^2 \quad (1-56)$$

### e. Effet cumulé de la rugosité et de l'interaction gaz liquide

En supposant que les deux effets sont indépendants, le terme de perte s'écrit comme la somme des pertes de rugosité et de frottement entre phases :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^2 \left( \frac{1}{h_{ow}^2} - \frac{1}{(h_{ow} + h_w)^2} \right) - \alpha_L h_{ow} \\ & = -\frac{L}{g} \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w (h_{ow} + h_w)} \right)^2 \left( \frac{\lambda}{8} + \frac{C_D}{2\alpha_L} \sqrt{1 + \left( \frac{U_{G,a}}{Q_L / \alpha_L L_w (h_{ow} + h_w)} \right)^2} \right) \end{aligned} \quad (1-57)$$

À  $Q_L$  fixe et connaissant la vitesse gaz et la rétention liquide sur le plateau, l'unique inconnue dans cette équation est la hauteur  $h_{ow}$ .

La Figure 1-17 présente les résultats de la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage d'un écoulement diphasique homogène dans les différents cas suivants :

- avec l'équation de Francis sans frottement

- avec l'équation de Francis avec frottement : dans ce cas le coefficient de frottement  $C_d$  est pris égal à 0.7 (valeur classique dans la littérature)
- avec le modèle présent en négligeant toutes les sources de dissipation
- avec le modèle présent en considérant uniquement le frottement rugueux
- avec le modèle présent en considérant la rugosité et force de traînée

Pour ce dernier cas, une expression de la rétention liquide proposée par Liang et al. (2008) est utilisée pour faire le calcul.

Sur la Figure 1-17, les résultats de la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage sont présentés en fonction de la charge liquide  $L$  pour deux valeurs de facteur cinétique gaz  $Fa$ . L'équation de Francis ainsi que l'approche proposée ici, en négligeant tout type de frottement, donnent des valeurs proches pour les faibles valeurs de facteur cinétique gaz. L'écart devient important en augmentant la vitesse gaz et donc la rétention gaz sur le plateau.

À iso-facteur cinétique gaz  $Fa$ , pour les deux modèles, la considération du frottement implique une augmentation de la hauteur de liquide clair.

L'effet de la rugosité par rapport à celui de l'interaction gaz liquide est relativement faible pour le modèle proposé ici.

La Figure 1-18 représente l'effet de l'augmentation du facteur cinétique gaz sur la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage pour les deux modèles avec frottement. L'augmentation de la force de traînée est considérée ici comme un type de frottement. Ainsi son augmentation avec l'augmentation de la vitesse gaz se traduit par une augmentation de la hauteur de liquide clair. Dans l'équation de Francis, les courbes montrent, au contraire, une diminution de la hauteur de liquide clair. Ce comportement traduit simplement l'augmentation de l'aération de l'émulsion sans prise en compte de l'effet d'un transfert de quantité de mouvement entre les deux phases.

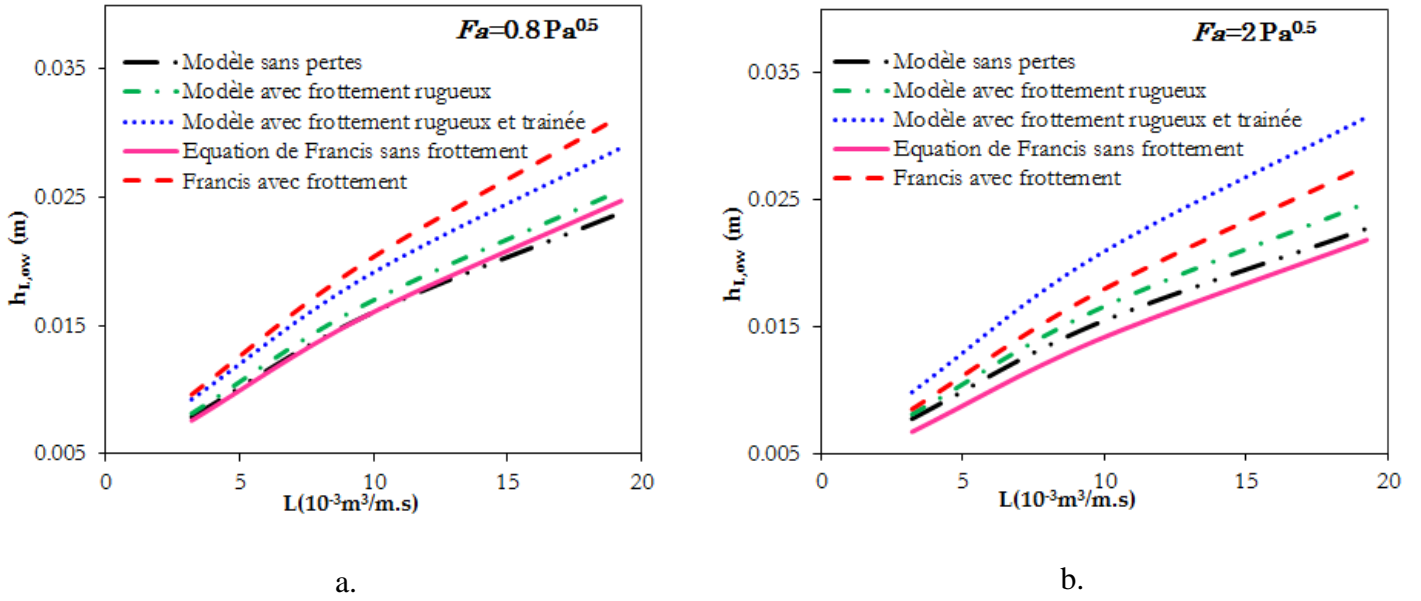
### 1.3.3 Conclusion

Cette première approche du problème, permet d'identifier les différents phénomènes susceptibles de contrôler l'écoulement sur les plateaux. Elle rend également compte de la complexité de l'écoulement.

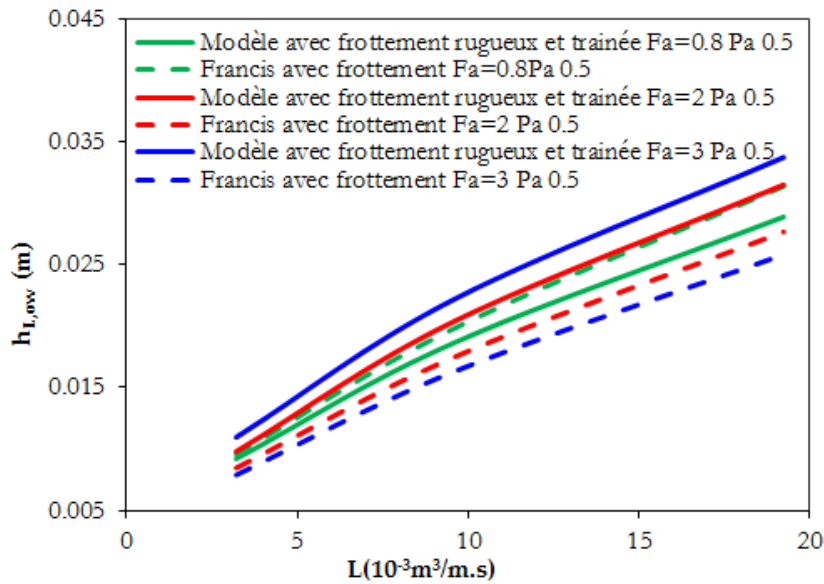
La modélisation de la perte de charge totale sur un plateau révèle différents groupements adimensionnels. Ces groupements dépendent du pleurage, de la perte de charge gaz aux clapets (inclus l'effet de l'ouverture progressive des clapets), du poids du liquide (le Froude  $Fr$ ), de l'interaction liquide gaz (paramètre d'écoulement  $FP$ ), de la tension de surface (les nombres de Weber gouttes et bulles). Certains phénomènes sont habituellement jugés négligeables. Ceci est le cas de la tension de surface par exemple ou encore de l'interaction gaz liquide pour le régime de l'émulsion. Pourtant ces termes peuvent gagner de l'importance en fonction du régime hydrodynamique.

La modélisation de la hauteur d'émulsion soulève la nécessité de mieux modéliser l'interaction gaz liquide ainsi que la rétention liquide sur le plateau.





**Figure 1-17 : Comparaison entre le modèle de Francis et le modèle présenté dans la présente étude pour la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage d'un écoulement diphasique homogène : résultats présentés en fonction de la charge liquide  $L$  (débit liquide ramené à la largeur de barrage  $Q_L/L_w$ ). a. Pour un facteur cinétique gaz  $Fa=0.8 \text{ Pa}^{0.5}$   
b. Pour un facteur cinétique gaz  $Fa=2 \text{ Pa}^{0.5}$**



**Figure 1-18 : Effet de l'augmentation du facteur cinétique gaz dans les modèles de Francis et celui proposé dans la présente étude.**

## 1.4 Méthodologie et objectifs de l'étude

Le besoin d'optimisation du dimensionnement des colonnes d'absorption correspond à un réel besoin industriel et un vrai défi scientifique. Plusieurs problèmes s'opposent, dans l'état actuel, à une extrapolation optimisée entre les travaux expérimentaux sur installations pilotes et les unités industrielles :

- des effets d'échelles imprévisibles à l'échelle laboratoire/pilote ou ayant un poids nettement différent par rapport à l'échelle industrielle : apparition de mal-distributions, zones de recirculations ou encore le changement de longueurs caractéristiques de mélange avec l'augmentation de la taille des colonnes.
- des corrélations de la littérature sans base phénoménologique : ce qui implique la restriction de leur utilisation à des gammes non applicables aux cas industriels.
- une complexité des phénomènes et un grand nombre de paramètres opératoires, physico-chimiques et géométriques à étudier.

En considérant ces différents points, une méthodologie pour l'extrapolation est proposée. Celle-ci repose sur un couplage entre études expérimentales et numériques de manière à minimiser les risques liés à l'extrapolation.

L'effet d'échelle sur les différents paramètres doit être évalué directement et ce en réalisant une étude expérimentale sur des outils de tailles différentes. Avec l'acquisition de mesures globales et locales, il faut alors s'attacher à comprendre et modéliser de manière phénoménologique l'écoulement. Par la suite, les outils de simulation pourraient être employés afin d'étendre les résultats de l'étude expérimentale à une gamme plus large, à condition de s'assurer d'abord que les lois introduites dans les modèles numériques sont valides pour les gammes d'extension. La validation de l'outil sur un cas industriel constituerait une preuve de la possibilité de son utilisation comme outil d'expérimentation numérique.

Dans ce travail on se propose d'appliquer cette méthodologie. Ainsi une étude expérimentale est réalisée sur deux colonnes à plateaux à clapets ayant deux longueurs de passe  $L_p$  différentes. Les colonnes sont rectangulaires et peu profondes, ainsi elles sont considérées représentatives d'une coupe 2D du centre d'une colonne circulaire.

Les essais portent sur les grandeurs hydrodynamiques globales et locales (perte de charge, hauteur de l'émulsion, rétention liquide...) mais aussi sur la mesure de l'aire interfaciale entre gaz et liquide sur le plateau.

La disponibilité de deux maquettes, C2 et C3, de tailles différentes permet de tester l'effet d'échelle et de comparer le comportement entre les deux unités. Ainsi les paramètres caractéristiques pertinents pour l'extrapolation peuvent être identifiés et des corrélations phénoménologiques peuvent être proposées.

Une approche numérique de modélisation Euler-Euler de l'écoulement est engagée dans cette étude. L'intérêt des outils numériques pour l'extrapolation est également souligné.

Ce manuscrit est divisé en sept sections, la première étant cette introduction. La deuxième présente une revue de l'état de l'art sur les résultats expérimentaux sur plateaux. Le troisième chapitre introduira les méthodes expérimentales, les outils utilisés et les mesures effectuées dans le cadre de ce travail. Les chapitres 4 et 5 présentent les résultats expérimentaux avec dans le chapitre 4 une analyse des résultats sur la grande colonne et dans le chapitre 5, une comparaison entre les deux colonnes. Dans le chapitre 6, les travaux de simulation numérique sur plateaux sont présentés avec une analyse détaillée de la force d'interaction entre les phases et une proposition d'une approche pour la simulation CFD. Finalement le chapitre 7 propose quelques simulations numériques en approche Euler-Euler. Des conclusions et des perspectives pour cette étude seront proposées en fin de manuscrit.



# Chapitre 2

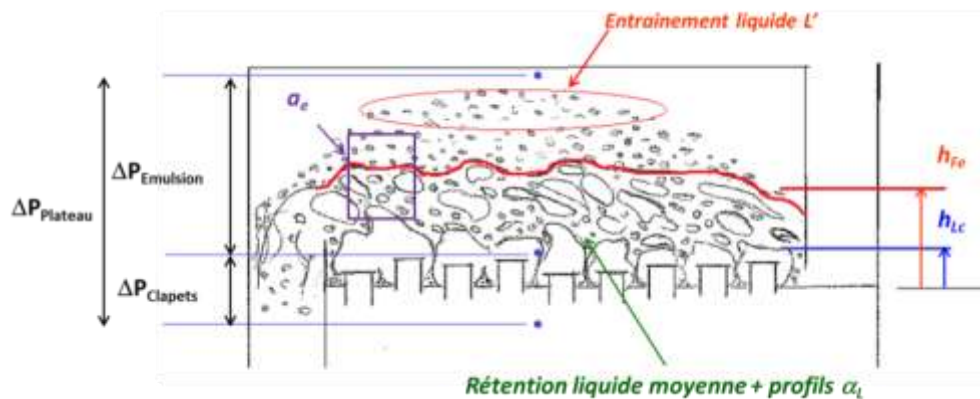
## Etat de l'art : travaux expérimentaux sur plateaux

Les colonnes à plateaux sont des contacteurs communément utilisés en industries que ce soit en distillation ou en absorption. Les études expérimentales qui s'y intéressent sont multiples et certaines datent déjà de quelques dizaines d'années (Zuiderweg et Harmens, 1958; Mc Allister et al., 1958; Barker et Self, 1962; Bennett et al., 1983...). Malgré cela des problèmes de fonctionnement sur les unités sont toujours relatés et des améliorations technologiques sont constamment proposées afin de les surmonter (Kister, 2003; Olujic et al., 2009). Ces problèmes sont souvent la conséquence d'un manque de connaissance ou d'une forte incertitude sur l'influence de certains paramètres sur l'efficacité et le fonctionnement des colonnes.

Dans ce chapitre, une revue non exhaustive des travaux expérimentaux de la littérature est présentée. Les principaux résultats sont discutés par grandeur en s'attachant à mettre en évidence les concordances ainsi que les points de différence présents entre les études. Les grandeurs expérimentales présentées sont illustrées sur la Figure 2-1.

Le chapitre est réparti en deux grands paragraphes. Le premier s'attache à l'établissement du diagramme hydrodynamique sur un plateau en soulignant aussi bien les régimes caractérisant le contact entre les deux phases fluides que les limites d'opérabilité des plateaux. Dans la deuxième partie, les grandeurs hydrodynamiques globales et locales sont présentées.

Les principales corrélations de la littérature seront présentées dans ce chapitre, mais pour allègement, un nombre important de celles-ci est reporté en Annexe I. Pour la comparaison entre les travaux, la représentation graphique a été privilégiée.



**Figure 2-1 : Illustration de certaines grandeurs expérimentales étudiées dans la littérature : pertes de charges (clapets  $\Delta P_{\text{Clapets}}$ , émulsion  $\Delta P_{\text{Emulsion}}$  et plateau  $\Delta P_{\text{Plateaux}}$ ), hauteurs de liquide clair  $h_{Lc}$  et moyenne de l'émulsion  $h_{Fe}$ , profils locaux et valeur moyenne de la rétention liquide  $\alpha_L$ , entrainement liquide sur le plateau  $L'$  et aire interfaciale d'échange  $a_e$ .**

## Contenu

2 Etat de l'art : travaux expérimentaux sur plateaux.....	44
2.1 Diagramme hydrodynamique .....	46
2.1.1 Régimes hydrodynamiques .....	46
2.1.2 Limites de fonctionnement.....	48
2.2 Grandeurs hydrodynamiques.....	53
2.2.1 Hauteur de liquide clair, hauteur d'émulsion et rétention liquide .....	53
2.2.2 Pertes de charge :.....	65
2.2.3 Entrainement liquide/ primage.....	69
2.2.4 Aire interfaciale d'échange .....	71
2.3 Conclusion.....	73

## 2.1 Diagramme hydrodynamique

L'établissement d'un diagramme hydrodynamique permet de repérer les limites du fonctionnement nominal ainsi que les différents régimes hydrodynamiques de l'écoulement sur les plateaux. Les corrélations dans la littérature étant parfois spécifiques à un régime en particulier, l'identification des différentes zones de fonctionnement permet l'utilisation des bonnes corrélations. Ce diagramme met en évidence également les zones de mal-fonctionnement et de perte d'efficacité.

### 2.1.1 Régimes hydrodynamiques

Généralement, trois régimes hydrodynamiques sont rencontrés sur les plateaux : le régime d'émulsion, le régime de jets et le régime mixte (ou régime de transition entre les deux premiers). Certains auteurs incluent également un régime de bullage (Zuiderweg, 1982; Hofhuis, 1980; Kister et Haas, 1988; El Azrak, 1988). Celui-ci peut être considéré avec le régime d'émulsion.

- **Régime d'émulsion** : correspond à une zone diphasique liquide gaz essentiellement à phase continue liquide. Il est favorisé par les forts débits liquides. A faible vitesse gaz, les clapets oscillent laissant un régime de bullage s'établir sur le plateau.
- **Régime de jets** : correspond, inversement au régime d'émulsion, à une zone diphasique à phase continue gaz. Le liquide se trouve majoritairement sous forme de gouttes et de films. Ce régime est favorisé par un fort débit gaz et un faible débit liquide. Les clapets sont tous ouverts.
- **Régime mixte** : il s'agit d'un régime de transition entre les deux régimes extrêmes précédents. Il est plutôt rencontré sur les plateaux à clapets, mais certains auteurs, comme Békássy-Molnár et Mustafa 1991, l'ont également observé sur des plateaux perforés.

Une colonne industrielle peut fonctionner sous l'un de ces trois régimes selon l'application pour laquelle elle est utilisée. Pour la distillation sous pression et l'absorption le régime d'émulsion est favorisé. Dans le cadre de la distillation sous vide ce sera plutôt le régime de jet. Finalement le régime mixte sera employé en distillation atmosphérique. (Cicile et Copigneaux, Technique de l'ingénieur)

Pour la détection d'une transition de régime, les techniques expérimentales les plus utilisées sont les profils de rétention (inversion de phase continue : Pinczewski et Fell (1975), Pinczewski et al. (1973), Hofhuis (1980), Zuiderweg (1982); la transmission de lumière : Dhulesia (1983) et la mesure de l'entraînement liquide : Kister et Haas (1988)). Cependant cette détection est souvent difficile surtout pour le cas des plateaux à clapets pour lesquels la technique de transmission de rayons gamma est inefficace (la présence des clapets sur le plateau perturbe la mesure). Dans certains travaux les auteurs recourent à l'observation visuelle (Mustafa et Békássy-Molnár, 1997) mais celle-ci reste subjective et difficile étant donné la nature chaotique de l'écoulement sur les plateaux.

Les transitions entre les régimes hydrodynamiques d'émulsion, mixte et de jets sur les plateaux à clapets n'ont pas fait l'objet de travaux théoriques. Les modèles proposés dans la littérature concernent plutôt les plateaux perforés et en particulier la transition entre régime de jets et régime d'émulsion.

Parmi les modèles théoriques présentés pour plateaux perforés, le modèle de Tan et Sundar (2001) se base sur la stabilité d'un film liquide périphérique à un jet gaz. Ce modèle montre l'importance de trois forces : l'inertie gaz, la flottabilité et la tension de surface et propose le nombre de Kukatladze, faisant intervenir ces trois forces, pour prédire la transition entre les régimes :

$$Ku = \frac{U_h \sqrt{\rho_G}}{(\sigma \cdot g (\rho_L - \rho_G))^{0.25}} \quad (2-1)$$

Les expressions empiriques disponibles, sur plateaux perforés et à clapets, font intervenir les mêmes forces identifiées dans le travail de Tan et Sundar (2001). Plusieurs auteurs (Dhulesia, 1983; Békássy-Molnár et Mustafa, 1991; Lockett, 1981) proposent des transitions entre régimes basées sur une hauteur de liquide clair  $h_L$  critique dépendant de la vitesse gaz au trou et du diamètre de perforations. Les corrélations pour les deux transitions émulsion-mixte et mixte-jets sont proposées sous la forme suivante :

$$\frac{h_L}{d_h} = C \times U_{G,h} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \quad (2-2)$$

avec  $h_L$  la hauteur de liquide clair,  $d_h$  le diamètre des perforations et  $U_{G,h}$  la vitesse gaz au trou. Seule la valeur de la constante  $C$  varie entre les deux transitions et les auteurs. Cette constante possède la dimension inverse d'une vitesse.

Le poids du liquide ainsi que l'inertie gaz sont explicites dans cette expression. La tension de surface est, elle, moins mise en exergue. Les travaux étant effectués à iso système liquide gaz, seule la prise en compte du diamètre de perforation fait référence à la tension de surface.

Hofhuis (1980) et Zuiderweg (1982) proposent une valeur critique du paramètre d'écoulement pour la transition d'un régime de bullage vers le régime d'émulsion :

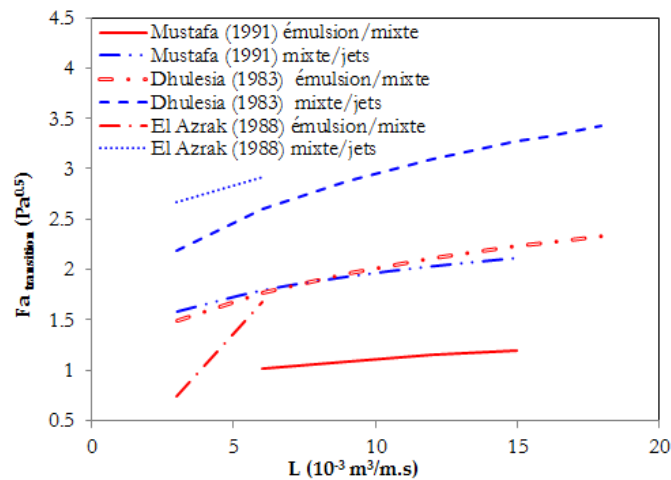
$$FP = \frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} = 3 \quad (2-3)$$

Très peu de corrélations sont disponibles pour les plateaux à clapets. Souvent des corrélations développées pour les plateaux perforés sont aussi appliquées au cas des plateaux à clapets (El Azrak, 1988). Dhulesia (1983) réussit à identifier les transitions sur plateaux à clapets en utilisant une technique d'absorption de lumière.

La Figure 2-2 présente une comparaison entre les corrélations proposées sur plateaux à clapets par Dhulesia (1983) et El Azrak (1988). Les corrélations adoptées par EL Azrak sont développées pour des plateaux perforés par Zuiderweg (1982), pour la transition



émulsion/mixte, et par Barber et Wijn (1979) pour la transition mixte/jets. Les expressions correspondantes à ces corrélations sont consultables en Annexe I (**Tableau 1**).



**Figure 2-2 : Comparaison des corrélations des changements de régime sur les plateaux à clapets.**

Les deux auteurs travaillent sur des clapets semblables (Glitsch), pourtant les transitions repérées sont différentes avec une dépendance au débit liquide clairement plus importante dans le travail de El Azrak (1988). Les deux études étant faites avec l'eau et l'air à pression atmosphérique et température ambiante, il est important de noter les différences géométriques entre les deux colonnes utilisées. Dhulesia (1984) utilise une colonne rectangulaire de 1.2 m de longueur totale alors que la colonne utilisée par El Azrak est circulaire de diamètre 0.45m. Par ailleurs la gamme opératoire investie par le premier est beaucoup plus large.

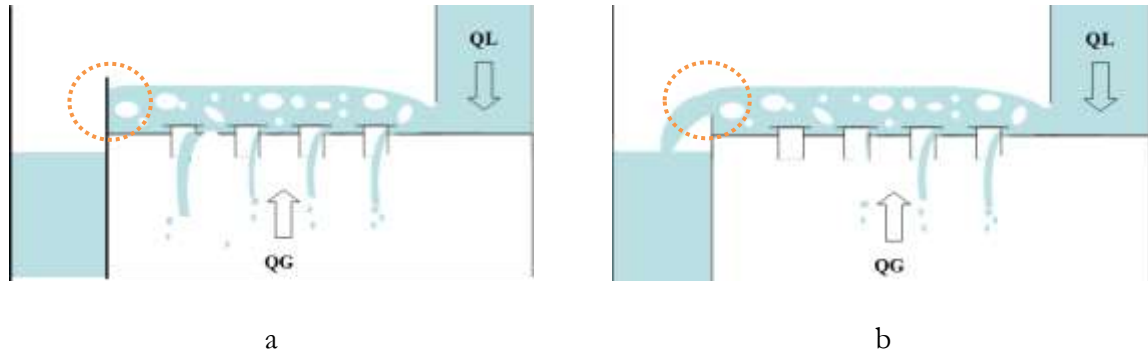
### 2.1.2 Limites de fonctionnement

À débit liquide fixe, les limites de fonctionnement peuvent être localisées en fonction d'une vitesse gaz critique.

#### a. Limites inférieures : Pleurage

Les limites inférieures de fonctionnement d'une colonne sont liées au phénomène de pleurage. Selon la sévérité de celui-ci, c'est-à-dire le ratio de débit liquide passant par les clapets sur le débit liquide total, plusieurs limites peuvent être définies, la plus faible étant le domaine de fuites correspondant à un passage quasi-total du liquide par les perforations du plateau. Pour ces domaines, l'écoulement au niveau d'un trou oscille entre bullage et pleurage. Ce phénomène cause une dégradation considérable de la performance des colonnes.

Zanelli et Del Bianco (1973) ont étudié les phénomènes de pleurage (fuites et pleurage) sur des plateaux perforés. Ils ont relié le pleurage aux oscillations de poids liquide et pertes de pression sur le plateau. Selon ces auteurs les oscillations sont causées par la compétition sur le plateau entre, d'un côté, le poids du liquide et, de l'autre côté, la perte de charge et la tension de surface au trou.



**Figure 2-3 : a) Schéma des fuites b) Schéma du pleurage**

Des approches théoriques et semi-théoriques pour prédire le pleurage dans le cas d'un seul orifice et avec un liquide stagnant sont synthétisées par Lockett (1986). Les différentes expressions proposées mettent en avant un rapport entre la force cinétique du gaz et le poids du liquide, d'où l'importance du nombre de Froude au trou :

$$Fr_h = \sqrt{\frac{\rho_G U_{G,h}^2}{gh_L \rho_L}} \quad (2-4)$$

L'effet de la tension de surface, relevé par Zanelli et Del Bianco (1973), est ainsi généralement négligé pour la détermination du point de pleurage, hypothèse d'autant plus pertinente que l'on s'intéresse aux plateaux à clapets.

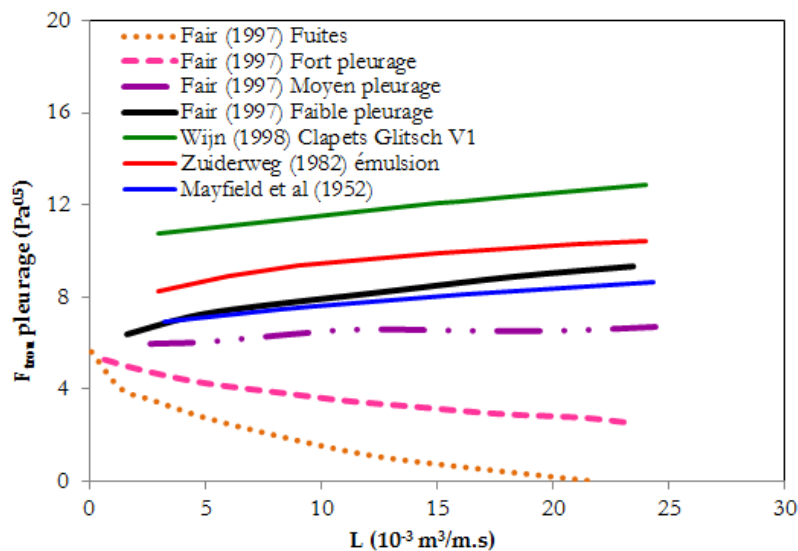
Les différents travaux sur plateau perforé avec un seul orifice relatent que la perte de charge contrôle le pleurage. Plus le plateau génère de perte de charge moins le pleurage est important. Les différentes corrélations font intervenir une valeur seuil du Froude au trou qui dépend essentiellement du coefficient de perte de charge. Dans le cas des plateaux perforés (multi-perforations), Chen et Fan (1995) reportent de manière similaire un pleurage qui diminue avec l'augmentation de la perte de charge générée au niveau des perforations.

Comme pour les travaux avec plateau perforé à un seul orifice, plusieurs auteurs fournissent des corrélations du point de pleurage sur plateaux perforés et à clapets qui dépendent uniquement du nombre de Froude au trou. Ce choix implique que l'effet du débit liquide sur le pleurage se traduit uniquement par l'importance du poids liquide et ainsi la hauteur de liquide clair sur le plateau. Ainsi l'augmentation du débit liquide augmente le seuil de pleurage.

D'autres travaux affirment un effet dynamique du liquide sur le pleurage. Cela signifie qu'en plus du poids statique du liquide, la vitesse horizontale influence le pleurage. Cette vitesse est représentée par la charge liquide  $L$  (débit liquide ramené à la largeur du barrage de sortie). Cet effet est constaté sur le diagramme des conditions opératoires présenté par Fair (1997) (Couper et al, 2010) pour une colonne à plateaux perforés industrielle (diamètre 1.52 m). Dans ce diagramme plusieurs limites du pleurage sont présentées (Figure 2-4). Fair (1997) dénombre un domaine de fuites et trois limites de pleurage dont les deux supérieures (pleurage faible et

modéré) présentent une augmentation avec l'augmentation de la charge liquide alors que les deux inférieures (fuites et pleurage fort) présentent une tendance inverse.

Chen et Fan (1995) travaillant sur une large base de données (données Fractionation Research, Inc. (F.R.I)) proposent un modèle du débit de pleurage sur plateaux perforés dans lequel la vitesse horizontale du liquide est prise en compte en plus de son poids sur le plateau. Dans l'expression du débit de pleurage présentée, l'augmentation de la vitesse horizontale diminue le pleurage (voir **Tableau 2**).



**Figure 2-4 : Comparaison de corrélations des limites inférieures de fonctionnement des plateaux**

La Figure 2-4 présente une comparaison entre différentes corrélations des limites de pleurage. Ces limites sont présentées sous la forme d'un facteur cinétique gaz critique au trou en fonction de la charge liquide  $L$ . La plupart des corrélations sont consacrées aux plateaux perforés. Les travaux dédiés aux plateaux à clapets sont peu nombreux. Dans cette figure seul le modèle présenté par Wijn (1998) s'applique aux cas des plateaux à clapets. Les valeurs données par ce modèle semblent très élevées surtout que les plateaux à clapets sont supposés diminuer le pleurage par rapport aux plateaux perforés.

Hormis les deux limites inférieures présentées par (Fair 1997), une augmentation de la limite de pleurage est relatée par l'ensemble des corrélations puisqu'elles sont toutes basées sur un nombre de Froude au trou et ne prennent ainsi en compte que la hauteur de liquide clair par rapport à l'inertie gaz.

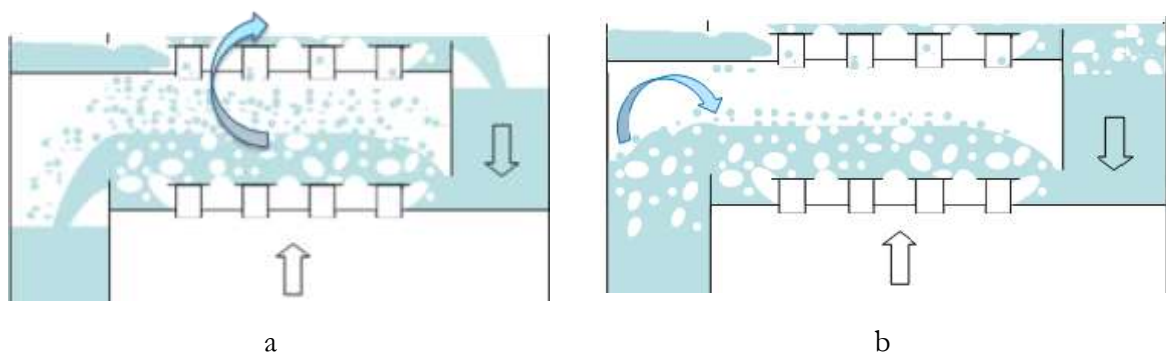
Les corrélations présentent, par ailleurs, une dispersion conséquente. (Voir **Tableau 2**)

## b. Limite supérieure : Engorgement

La limite supérieure de fonctionnement des colonnes est l'engorgement. Il se caractérise par un retour d'une partie du liquide vers le plateau supérieur. Deux types d'engorgement peuvent être rencontrés:

- Engorgement par entrainement excessif de liquide (jet flooding / emulsion flooding) : cet engorgement se produit en régime de jets par entrainement excessif de gouttelettes liquides et dans le régime d'émulsion par la réduction de l'espace séparant la surface de l'émulsion du plateau supérieur.
- Engorgement de déversoir (downcomer flooding / downcomer choke) : l'engorgement de ce type se produit par retour de l'émulsion depuis le déversoir vers le plateau. Deux types d'engorgement déversoir sont catégorisés. Le premier est la conséquence d'une perte de charge plus importante dans le déversoir que sur plateau. Le deuxième est la conséquence d'un choc de vitesse liquide dans le déversoir.

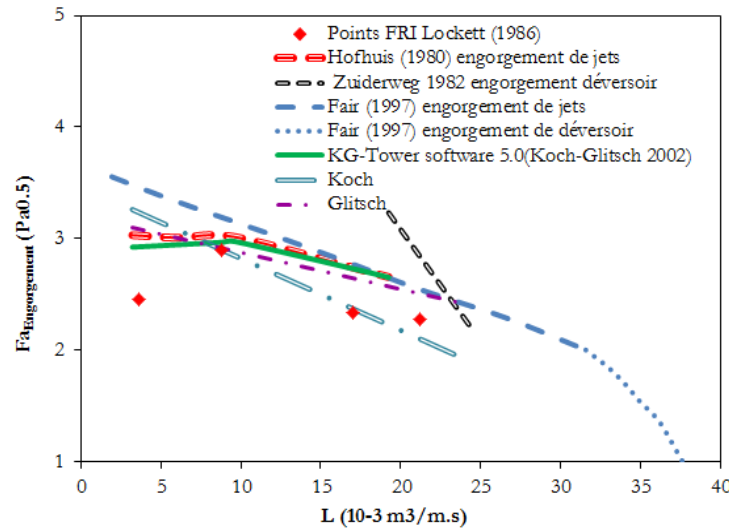
Quel que soit le type d'engorgement, la perte de charge plateau augmente considérablement et l'efficacité de la colonne se dégrade notablement.



**Figure 4 : a) Schéma de l'engorgement par entrainement b) Schéma de l'engorgement de déversoir**

La vitesse maximale du gaz dans la colonne correspondant à l'engorgement est appelée capacité maximale. Pour les plateaux perforés, cette capacité passe par un maximum en augmentant la charge liquide  $L$  (Lockett, 1986)(voir Figure 2-5). Ce maximum marque le passage d'un engorgement de type entrainement excessif en régime de jet vers un engorgement de type entrainement en régime d'émulsion. Une plus forte diminution de la capacité maximale de la colonne est observée dans le domaine de l'engorgement de type déversoir.

L'évolution de la capacité maximale en fonction de la charge liquide passe par deux phases : une augmentation en régime de jets et une diminution en régime d'émulsion. En régime de jets (faibles charges liquide), l'augmentation du débit liquide augmente la hauteur de liquide clair  $h_L$ , représentant le poids du liquide sur le plateau. Le gaz est d'autant plus décéléré par transfert d'énergie cinétique vers cette couche liquide épaissie. Ceci explique l'augmentation de la capacité maximale de la colonne avec l'augmentation de la charge liquide en régime de jets. En régime d'émulsion, la diminution s'explique par l'augmentation de la hauteur de l'émulsion et par conséquent la diminution de l'espace disponible au désengagement du gaz. Cela explique la diminution de la capacité de la colonne pour les forts débits liquide.



**Figure 2-5 : Comparaison entre corrélations de l'engorgement sur plateaux perforés et à clapets**

En Annexe I, le **Tableau 3** présente quelques corrélations de l'engorgement sur plateaux. Certaines de ces corrélations sont présentées sur la Figure 2-5. Les corrélations montrent une dispersion importante particulièrement pour la zone de l'engorgement de déversoir. Ce type d'engorgement est effectivement moins étudié dans la littérature que l'engorgement de type entrainement. Étant fortement dépendant de la charge liquide, les déversoirs sont souvent surdimensionnés afin d'opérer à une marge très confortable par rapport à cette limite du système.

Les différentes corrélations présentées sur la Figure 2-5 sont développées pour des plateaux perforés et pour des plateaux à clapets. Malgré cela, les ordres de grandeurs de la capacité maximale en zone d'engorgement par entrainement sont proches pour les deux types de plateaux.

Pour le régime de l'émulsion, Van Sinderen et al. (2003) proposent une expression de la capacité maximale de la colonne mettant en évidence l'importance de deux paramètres. Le premier est la distance séparant l'émulsion du plateau de dessus ( $T_s - h_{Fe}$ ), la capacité de la colonne diminue avec la diminution de celle-ci. Le deuxième est la vitesse d'entrainement des gouttes qui, en augmentant, diminue la capacité de la colonne. Cette vitesse est directement reliée à la vitesse gaz sur le plateau.

Zuideweg (1982) propose deux expressions de l'engorgement selon le régime hydrodynamique. Il pointe pareillement l'importance de l'espace disponible pour le désengagement du liquide par-dessus l'émulsion mais fait également intervenir le paramètre d'écoulement. Ce paramètre, représentant la racine carrée du rapport des inerties liquide et gaz, met en évidence l'importance de l'interaction entre les deux phases au niveau de l'émulsion.

### c. Conclusion

Différents régimes hydrodynamiques peuvent être rencontrés sur les plateaux et influencent fortement leur utilisation. Par ailleurs, le fonctionnement d'une colonne peut être contraint par

l'établissement de phénomènes dégradant l'efficacité ou l'opérabilité de celle-ci. L'établissement d'un diagramme hydrodynamique paraît ainsi indispensable pour une bonne maîtrise du fonctionnement des colonnes. La détermination des transitions vers les différentes zones d'un tel diagramme s'avère parfois difficile. Les variations des différentes grandeurs sur le plateau peuvent fournir une information sur ces transitions. Différents paramètres hydrodynamiques sont discutés par la suite.

## 2.2 Grandeurs hydrodynamiques

La caractérisation de l'hydrodynamique sur les plateaux passe par la description du comportement des différentes grandeurs hydrodynamiques. Des efforts de modélisations des grandeurs les plus influentes sont repérées dans la littérature.

### 2.2.1 Hauteur de liquide clair, hauteur d'émulsion et rétention liquide

La hauteur d'émulsion  $h_{Fe}$  correspond à la hauteur du lit liquide-gaz sur le plateau. Généralement la hauteur considérée est celle correspondant à une phase continue liquide mais dans certains cas la zone à phase continue gaz est prise en considération avec, plutôt, un seuil de rétention liquide minimal.

La hauteur de liquide clair  $h_L$  représente le poids du liquide sur le plateau : c'est la hauteur du liquide non aéré. Cette hauteur est reliée à la hauteur de l'émulsion par la rétention liquide moyenne  $\alpha_L$  :

$$h_L = \alpha_L h_{Fe} \quad (2-5)$$

Expérimentalement, la mesure de ces trois grandeurs se fait au mieux par une mesure des profils de rétention liquide, par absorption de rayons gamma par exemple (Pinczewski et al., 1973 ; Raper et al., 1982 ...). Cette méthode usuellement utilisée sur les plateaux perforés est la plus correcte mais malheureusement elle est peu adaptée aux plateaux à clapets. En effet, la présence des clapets dont la position varie par rapport au plateau empêche la mesure de la rétention liquide dans cette partie et fausse ainsi les résultats.

Une autre technique moins précise mais utilisable pour tout type de plateaux, est la mesure de perte de charge au niveau de l'émulsion. Cette mesure permet d'accéder à la hauteur de liquide clair sur le plateau. La hauteur d'émulsion est mesurée de manière visuelle. La rétention liquide moyenne est déduite à partir du ratio des deux hauteurs. L'inconvénient de cette méthode est que la mesure de perte de charge émulsion englobe, en plus de  $h_L$ , l'effet de pression dynamique du gaz en sortie de perforations ainsi que la perte de charge résiduelle induite par la tension de surface ou encore l'interaction entre les deux phases. L'effet de la pression dynamique est généralement pris en compte soit par calcul soit par des petits changements effectués sur le système de mesure tels que l'utilisation de chicanes sur les piquages de pression (El Azrak, 1988) ou la protection des cannes de pression par des pièces métalliques sur le plateau (Dhulesia, 1984). La contribution de la tension de surface est, elle, généralement

considérée négligeable et donc non prise en compte dans la mesure de  $h_L$ . Cette hypothèse est contestable pour les petites perforations, mais dans le cas des plateaux à clapets, les trous sont généralement de l'ordre de quelques centimètres et l'hypothèse est justifiable (cette perte de charge est de l'ordre de 10% par rapport à la perte de charge émulsion). Pour la contribution de l'interaction gaz liquide, celle-ci est généralement non prise en compte.

Dans la littérature des modèles phénoménologiques d'écoulement sur les plateaux sont proposés et permettent de décrire la hauteur d'émulsion  $h_{Fe}$  ainsi que la hauteur de liquide clair  $h_L$ . Ces modèles peuvent être classés essentiellement en deux grandes familles : le modèle homogène avec une description de l'écoulement diphasique comme étant un écoulement d'une seule phase et les modèles stochastiques qui intègrent les interactions entre les deux phases. Quelques travaux réconciliant les deux approches sont également présents.

#### a. Modèle homogène

Le modèle le plus simple est celui de l'écoulement homogène. Ce modèle considère que le mélange gaz liquide se comporte comme un fluide homogène en écoulement au-dessus d'un barrage. Les corrélations de hauteur de liquide clair et de hauteur d'émulsion sur le plateau se basent alors sur l'équation de Francis pour la hauteur au-dessus du barrage  $h_{ow}$  d'un écoulement monophasique (calcul détaillée en 1.3.2) :

$$h_{ow} = \left( \frac{3}{2\sqrt{2}C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q}{L_w} \right)^{2/3} g^{-1/3} \quad (2-6)$$

avec  $Q$  le débit volumique,  $L_w$  la largeur du barrage,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $C_d$  un coefficient de frottement.

En considérant le débit de l'émulsion liquide-gaz au lieu du débit  $Q$  l'équation de Francis conduit à :

$$h_{Fe,ow} = \left( \frac{3}{2\sqrt{2}C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q_{Fe}}{L_w} \right)^{2/3} g^{-1/3} \quad (2-7)$$

avec

$$Q_L = \alpha_{L,ow} Q_{Fe} \quad (2-8)$$

et

$$h_{L,ow} = \alpha_{L,ow} h_{Fe,ow} \quad (2-9)$$

alors la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage s'exprime comme suit :

$$h_{L,ow} = \left( \frac{3}{2\sqrt{2}C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q_{Fe}}{L_w} \right)^{2/3} \left( \frac{\alpha_{L,ow}}{g} \right)^{1/3} \quad (2-10)$$

Les auteurs se basant sur une équation de type Francis retiennent essentiellement la dépendance 2/3 par rapport à la charge liquide  $L$  :

$$L = Q_L / L_w \quad (2-11)$$

Les expressions proposées se mettent alors sous la forme suivante :

$$h_{Lc} = \alpha_L h_{Fe} = \alpha_L h_w + C \left( \frac{\alpha_L L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (2-12)$$

avec  $h_w$  la hauteur du barrage et  $C$  une constante ajustée sur les résultats expérimentaux.

Les forces mises en avant par ce modèle sont l'inertie et le poids liquide. L'effet de l'écoulement gaz n'est intégré qu'à travers la rétention.

Certaines améliorations ont été apportées à ce modèle par l'équipe de Bennett et al. (Bennett et al. (1983), Bennett et Grimm (1991) et Bennett et al. (1995)). Les auteurs considèrent en plus de la zone à liquide continu une couche de gouttes liquides formées à partir de la surface de l'émulsion. La vitesse des gouttes dans cette couche tient compte du transfert de quantité de mouvement du gaz vers le liquide et fait intervenir un nombre de Froude pour lequel la vitesse de la goutte est calculée à partir de la vitesse du gaz sur le plateau :

$$Fr_D = \sqrt{\frac{U_{D0}^2}{g \times h_{Fe}}} \quad (2-13)$$

$$U_{D0} = 3U_{G,a} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \sqrt{\frac{\sqrt{3}}{\left( \frac{A_h}{A_a} \right) \times \alpha_L}} \quad (2-14)$$

avec  $A_h/A_a$  le ratio d'aire perforée par l'aire active du plateau.

Après comparaison aux données expérimentales issues de Hofhuis et Zuiderweg (1979), Bennett et al. (1995) proposent la corrélation suivante pour la hauteur totale de la zone diphasique :

$$h_{2\phi} = h_{Fe} + h_{Fe} \left( 1 + 6.9 \left( \frac{h_L}{d_h} \right)^{-1.85} \right) \frac{Fr_D^2}{2} \quad (2-15)$$

## b. Modèles stochastiques

Dans les modèles stochastiques le transport du liquide vers le barrage de sortie se fait essentiellement par la projection soit de gouttes soit de poches de liquide par-dessus le barrage. Ce mécanisme est alors le résultat d'un transfert de quantité de mouvement de la phase gaz vers la phase liquide. La phase gaz se présente sous forme de jets pour les gouttes et sous forme de grosses bulles pour les poches de liquide (Wijn, 1999).



L'établissement d'une expression phénoménologique à partir de cette description est difficile car elle nécessiterait une connaissance de la population de gouttes et de bulles sur les plateaux et des distributions de tailles et de vitesses (Lockett, 1986). Ce qui ressort donc de ce modèle est principalement l'importance de considérer le transfert de quantité de mouvement d'où l'utilisation du paramètre d'écoulement  $FP$ , représentant la racine du rapport des inerties des deux phases, dans les corrélations proposées par les auteurs dans la littérature :

$$FP = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{U_L}{U_{G,s}}} \quad (2-16)$$

Ce modèle, aussi connu comme le modèle de trajectoire, correspond à une description de l'écoulement plutôt dans le régime de jets.

### c. Approches mixtes

Les plateaux pouvant fonctionner sur de larges gammes de vitesses liquide et gaz, certains auteurs proposent des corrélations spécifiques au régime hydrodynamique de fonctionnement du plateau.

Parmi ces travaux, Hofhuis (1980) propose des corrélations sur plateaux perforés pour les deux régimes d'émulsion et de jets. Pour le régime d'émulsion il retient une expression de la hauteur de liquide au-dessus du barrage sous la forme de l'équation de Francis. Par contre pour le régime de jets le paramètre de l'écoulement est introduit dans l'expression de la hauteur de liquide clair.

En plus des deux expressions spécifiques au régime hydrodynamique, Hofhuis (1980) propose une expression globale ne faisant intervenir que le paramètre de l'écoulement. Ainsi en se basant sur le modèle de trajectoire, Hofhuis (1980), Zuiderweg (1982) et Zuiderweg et al. (1984) signalent que celui-ci donne des résultats satisfaisants en régime de jet. Par contre pour le régime d'émulsion, le modèle homogène offre des résultats plus proches des résultats expérimentaux (voir Figure 2-6).

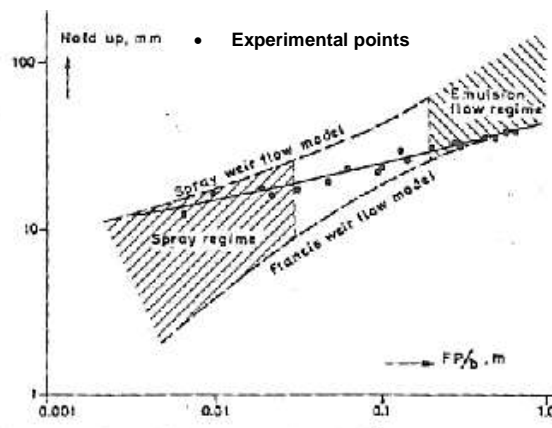


Figure 2-6 : Comparaison entre résultats expérimentaux (les points) et les modèles de Francis et de trajectoire. (Zuiderweg et al., 1984)

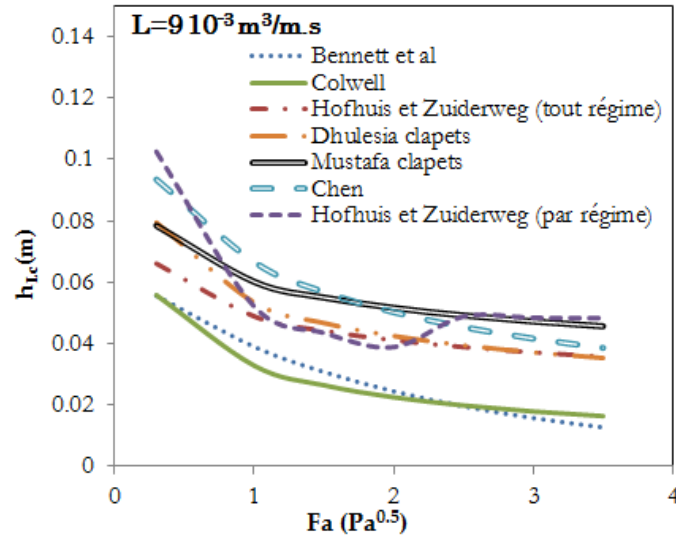
Chen et Fan (1995) proposent également une expression de la hauteur de liquide clair permettant de décrire convenablement les deux régimes d'émulsion et de jets. L'expression proposée se base sur l'expression de Colwell (1981). Celle-ci, spécifique au régime d'émulsion, est basée sur la description homogène de l'écoulement et donc sur l'équation de Francis. Chen et Fan (1995) gardent la forme de l'équation de Francis mais ajuste la dépendance à la charge liquide afin de mieux décrire l'ensemble des deux régimes de l'émulsion et de jets.

Les expressions sont fournies en **Tableau 4** en Annexe I.

La Figure 2-7 présente une comparaison des résultats de certaines corrélations de hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  pour une charge liquide typique. Les corrélations basées sur le modèle homogène (Colwell (1981) et Bennett et al. (1983)) présentent des résultats comparables. Celles qui sont basées sur le modèle de trajectoire et font intervenir le paramètre d'écoulement (2-16) (Zuiderweg et Hofhuis (tout régime), Chen, Dhulesia et Mustafa) présentent des valeurs un peu plus élevées de la hauteur de liquide clair. Leur dépendance au facteur cinétique gaz est moins marquée que les approches basées sur l'équation de Francis (2-7). Sur la Figure 2-7, la corrélation de Zuiderweg et Hofhuis, prenant en compte le changement de régime hydrodynamique, présente une rupture correspondant au changement d'un régime d'émulsion à faible  $Fa$  à un régime de jets à fort  $Fa$ . Cette considération du régime, permet ainsi de prendre en compte une dépendance au facteur cinétique gaz plus importante sur le régime de l'émulsion contrairement à une stagnation de la hauteur de liquide clair en régime de jet.

Les corrélations de Dhulesia (1984) et de Mustafa et Békássy-Molnár (1997) sont développées sur des plateaux à clapets. Elles fournissent des ordres de grandeur comparables aux corrélations sur plateaux perforés. Des résultats sur plateaux à clapets de différents types prouvent que la hauteur de liquide clair dépend peu du type de clapets (Liang et al., 2008; Piqueur et Verhoeve, 1976). Cette faible dépendance s'étend probablement aux plateaux perforés pour les domaines non concernés par le pleurage.

Haq (1982) (chez Békássy-Molnár et Mustafa, 1991) et Mahiout et Vogelpohl (1985) relèvent par ailleurs pour les plateaux perforés peu de dépendance vis-à-vis des paramètres physico-chimiques.



**Figure 2-7 : Comparaison des corrélations pour la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  pour la charge liquide  $L=9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$**

#### d. Rétention liquide

La rétention liquide permet de relier les deux hauteurs d'émulsion et de liquide clair décrites par les modèles phénoménologiques.

L'expression la plus utilisée dans la littérature est celle proposée par Bennett et al. (1983) pour des plateaux perforés. Les auteurs se basent sur une analyse phénoménologique pour proposer un paramètre adimensionnel pour corrélérer la rétention. Cette analyse consiste à relier la vitesse et la masse des gouttes, dans la zone à gaz continu, au volume et à la vitesse des bulles dans la couche à liquide continu. Les gouttes formées à la surface de l'émulsion liquide gaz proviennent de l'éclatement des bulles qui arrivent à la surface. Le liquide constituant le film entourant une bulle forme ainsi une goutte dont la vitesse initiale provient d'un transfert de quantité de mouvement de la bulle à la goutte formée. Cette analyse permet de proposer une corrélation de la rétention sous la forme suivante:

$$\alpha_L = f\left(\frac{U_{G,a}^2 \rho_G}{g d_B (\rho_L - \rho_G)}\right) \quad (2-17)$$

Le diamètre de bulle  $d_B$  résulte d'un équilibre entre coalescences et fragmentations dans un écoulement à fort Reynolds et atteint ainsi une taille limite. En conséquence, les auteurs concluent que  $\alpha_L$  ne dépend que de la vitesse gaz et du ratio des masses volumiques. Après calage avec les données expérimentales sur plateaux perforés, l'expression semi empirique suivante est proposée :

$$\alpha_L = \text{Exp}\left[-12.55 \left(U_{G,a} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}}\right)^{0.91}\right] \quad (2-18)$$

Les différents paramètres étant exprimés dans le système d'unités international SI, la constante 12.55 possède une dimension de  $(s.m^{-1})^{-0.91}$ .

Liang et al (2008) travaillant sur différents clapets, relatent également une dépendance de la rétention liquide essentiellement fonction du facteur cinétique gaz :

$$\alpha_L = \frac{1}{1 + 12.23 \left( \frac{A_{ouverte}}{A_a} \right)^{0.9} Fa^{0.61}} \quad (2-19)$$

Colwell (1981) met en évidence l'importance de deux paramètres : le nombre de Froude opposant la force cinétique gaz au poids du liquide sur le plateau et le pourcentage d'aire perforée par rapport à l'aire active. En utilisant une forme utilisée dans la littérature (Azbel, 1963 ; Kim, 1966 ; Kawagoe et al., 1976), il exprime la rétention liquide sous la forme suivante :

$$\alpha_L = \frac{1}{1 + \eta} \quad (2-20)$$

avec

$$\eta = f(Fr^2, \frac{A_h}{A_a}) \quad (2-21)$$

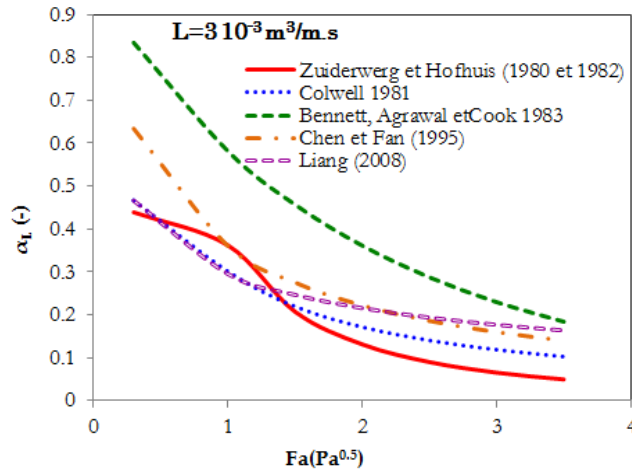
$$Fr = \sqrt{\frac{\rho_G U_{G,a}^2}{gh_L(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2-22)$$

$$\eta = 12.6(Fr^2)^{0.4} \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-0.25} \quad (2-23)$$

D'autres travaux proposent des expressions de la rétention liquide faisant intervenir le nombre de Froude. On peut retenir : le travail de Chen et Fan (1995) qui s'inspire de celui de Colwell (1981), et celui de Hofhuis (1980) et Zuideweg (1982) qui proposent deux corrélations différentes selon le régime hydrodynamique sur les plateaux. L'utilisation de ce paramètre permet, contrairement aux expressions présentées par Bennett et al. (1983) et Liang et al. (2008), de prendre en considération une dépendance au débit liquide, via la présence de la hauteur de liquide clair dans l'expression du nombre de Froude.

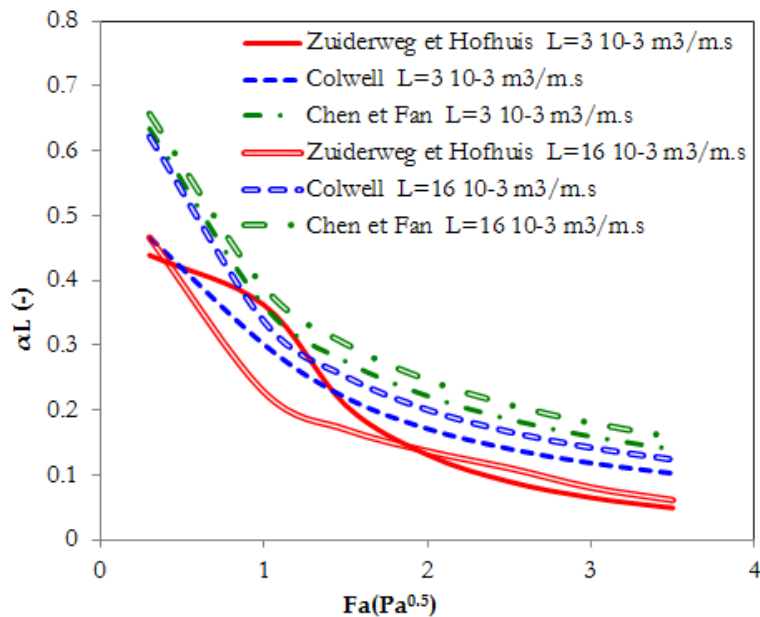
L'importance de la fraction d'aire ouverte sur le plateau est soulignée par les deux études de Colwell (1981) et de Liang et al. (2008) sauf que le sens de variation n'est pas le même. Une augmentation de celle-ci entraîne une augmentation de la rétention liquide selon Colwell (1981) et une diminution pour Liang et al. (2008). Cette divergence pourrait être attribuée au fait que Colwell (1981) utilise une base de données de travaux réalisés sur des plateaux perforés alors que dans le travail de Liang et al. (2008) les plateaux considérés sont des plateaux à clapets et la différence d'aire ouverte est simplement liée à une différence de type de clapets.

La Figure 2-8 présente une comparaison entre les différentes corrélations de rétention liquide pour une charge liquide  $L$  fixe. La corrélation de Bennett et al. (1983) donne des valeurs plus importantes que les autres corrélations. Cette différence est la conséquence du choix de la forme mathématique adoptée pour l'écriture de la rétention. Les autres corrélations donnent des résultats similaires sauf pour celle de Hofhuis (1980) qui présente une rupture correspondant au changement de régime.



**Figure 2-8 : Comparaison des corrélations de rétention liquide pour une charge  $L = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$**

La Figure 2-9 montre l'effet de la considération du nombre de Froude dans les expressions de la rétention liquide. La variation avec la charge liquide qui s'en suit est très faible pour l'ensemble des travaux et elle justifie en quelque sorte le choix dans d'autres travaux de la simple considération du facteur cinétique (Bennett et al., 1983; Liang et al., 2008).



**Figure 2-9 : Effet de la considération du nombre de Froude pour la corrélation de la rétention moyenne de liquide sur le plateau : effet de la charge liquide.**

### **e. Description locale de l'émulsion**

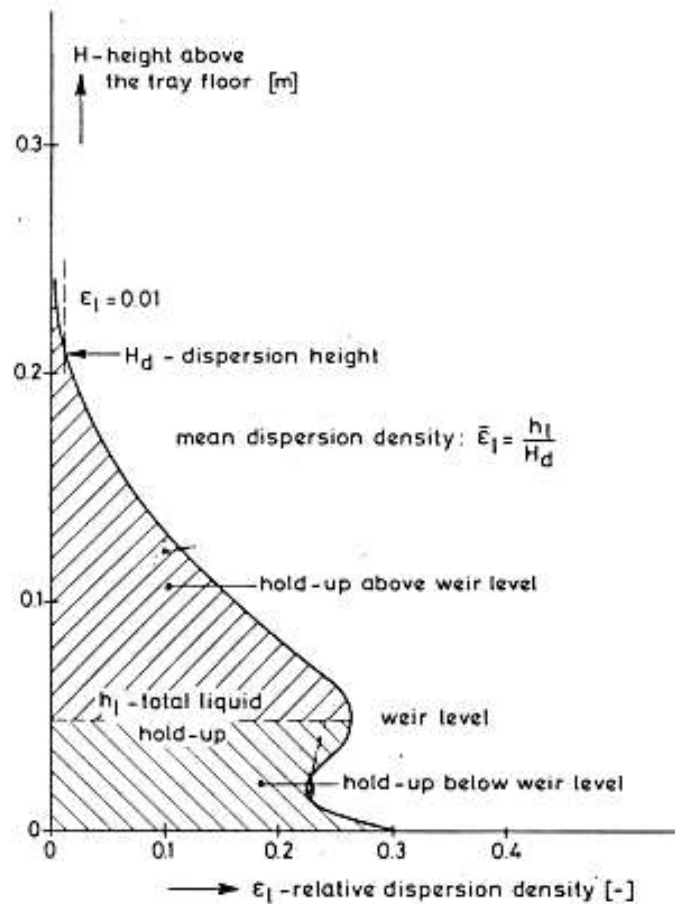
La description des grandeurs hydrodynamiques sur le plateau n'est pas restreinte aux grandeurs globales. Plusieurs auteurs se sont penchés sur des paramètres locaux.

#### **i. Profils de rétention locale**

Les profils de la rétention locale ont été mesurés dans plusieurs travaux sur plateaux perforés. Parmi ces travaux, ceux de Pinczewski et al. (1973, 1975) ainsi que ceux de (Hofhuis 1980) peuvent être cités.

La Figure 2-10 montre un profil vertical typique de rétention liquide mesuré par Hofhuis (1980). La hauteur de liquide clair, la hauteur de l'émulsion ainsi que la rétention moyenne sur le plateau sont extraites de ce type de profils. En se basant sur les changements de la forme des profils de rétention, Hofhuis distinguent trois différents régimes hydrodynamiques (Voir Figure 2-11 a) :

- Un régime de bullage à faible vitesse gaz : caractérisé par un profil vertical quasi-linéaire avec la hauteur. La surface de l'émulsion est facilement repérable sur le plateau.
- Un régime d'émulsion-mixte pour une vitesse gaz moyenne : le profil de rétention est plus courbé (présentant un minimum et un maximum) et la frontière entre le haut de l'émulsion et la partie gaz devient plus diffuse et difficile à détecter.
- Le dernier régime est le régime de jets pour une forte vitesse gaz : le profil est moins courbé avec une émulsion bien aérée et homogène. La transition entre les deux régimes émulsion-mixte et jets se fait doucement ce qui rend la détection de la transition quelque peu difficile.



**Figure 2-10 : Profil vertical typique de la rétention liquide locale sur un plateau perforé. Hofhuis (1980)**

Pinczewski et al. (1973, 1975) étudient des profils de rétention sur des plateaux perforés. Des profils verticaux semblables à ce que Hofhuis (1980) observe sont relatés et sont employés afin de détecter la transition entre le régime de l'émulsion et le régime de jets. Pour les positions situées au-dessous du barrage de sortie, Piszewski et Fell (1975) notent que l'augmentation du débit gaz résulte en une diminution de la rétention liquide. Cette tendance est inversée pour des positions assez élevées du plateau (voir l'inversion de tendance à la Figure 2-11 a).

En plus du suivi vertical, des profils horizontaux de la rétention liquide sont également présentés. Les auteurs observent, pour des hauteurs proches du plateau, une dépendance de la rétention liquide à la position des orifices avec un maximum entre les orifices et un minimum au-dessus. Par contre à une hauteur suffisamment élevée, cet effet s'estompe et la rétention devient homogène (voir Figure 2-11 b).

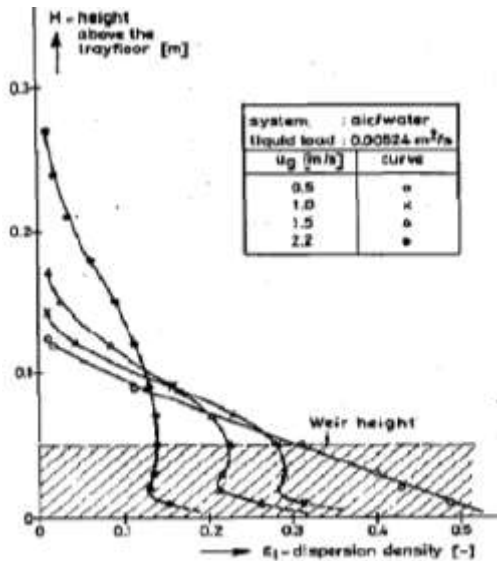


Fig. 3. Effect of the gas velocity on the liquid density profile (tray open area 7%, 7 mm holes).

a

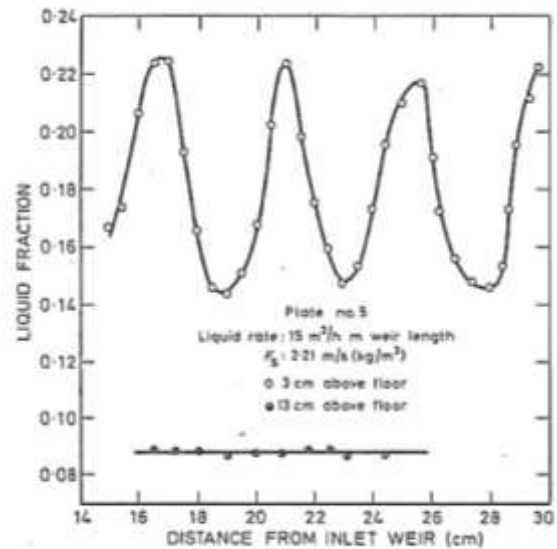


Fig. 3.—Dispersion density as function of horizontal position along liquid flow path

b

**Figure 2-11 : Profils locaux de rétention liquide sur plateaux perforés à charge liquide fixe (mesure par absorption de rayon gamma) a. Pour différents facteurs cinétiques gaz en fonction de la hauteur sur le plateau. Hofhuis (1980) b. Pour deux hauteurs fixes sur le plateau et fonction de la distance par rapport à l'entrée du liquide sur le plateau. Pinczewski et Fell (1974)**

## ii. Profils de l'émulsion

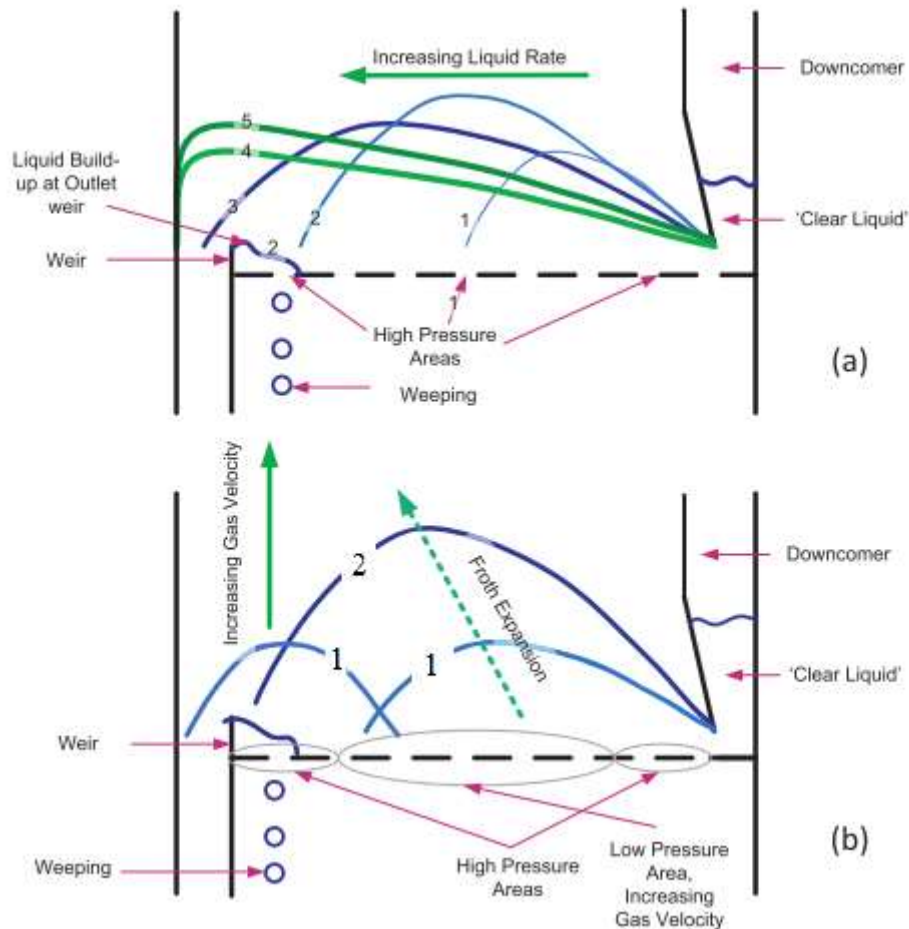
Bien que la hauteur moyenne de l'émulsion soit souvent employée afin d'accéder à une rétention liquide moyenne sur le plateau, les mesures de profils de l'émulsion le long de la longueur de passe sont très rares.

Uys et al. (2012) travaillant sur une colonne à plateaux perforés rectangulaires (longueur de passe  $L_p=0.475$  m) reportent une description quantitative de l'évolution du profil de l'émulsion en fonction des vitesses liquide et gaz (voir Figure 2-12).

Un profil cambré sur le plateau est relevé par les auteurs avec un maximum qui se déplace vers le barrage de sortie en augmentant le débit liquide (voir Figure 2-12 a). À fort débit liquide un profil de demi-jet est relevé. À débit liquide fixe, l'augmentation du débit gaz entraîne l'expansion de l'émulsion qui présente une forme parabolique (Voir Figure 2-12 b).

Cette description qualitative des profils d'émulsion est utilisée par les auteurs afin de mieux cerner l'évolution des courbes de l'entraînement liquide sur le plateau. Ils montrent ainsi l'influence conséquente de la forme du profil d'émulsion sur des phénomènes critiques pour le fonctionnement des colonnes tel que l'entraînement.





**Figure 2-12 : Représentation de l'évolution du profil de l'émulsion sur un plateau perforé ( $L_p=0.475\text{m}$ ). a. À vitesse gaz constante en augmentant le débit liquide et b. À vitesse liquide constante en augmentant la vitesse gaz (1) faible vitesse gaz et (2) forte vitesse gaz. Uys et al. (2012)**

## f. Conclusion

Les paramètres moyens liés à l'émulsion liquide gaz sur le plateau ont ainsi fait l'objet de tentative de modélisation phénoménologique. Les deux modèles les plus employés sont ceux de l'écoulement homogène par-dessus un barrage et le modèle de trajectoire pour la projection de structures liquide sous l'effet du gaz ascendant. Les deux descriptions correspondent à des cas extrêmes de fonctionnement du plateau. Les corrélations issues des deux modèles présentent des différences importantes.

Des mesures locales sont présentes dans la littérature mais celles-ci sont souvent restreintes au cas des plateaux à perforés. Ces descriptions permettent de mieux comprendre le comportement local de l'écoulement diphasique et par conséquent fournissent le moyen de mieux contrôler les grandeurs moyennes importantes.

### 2.2.2 Pertes de charge

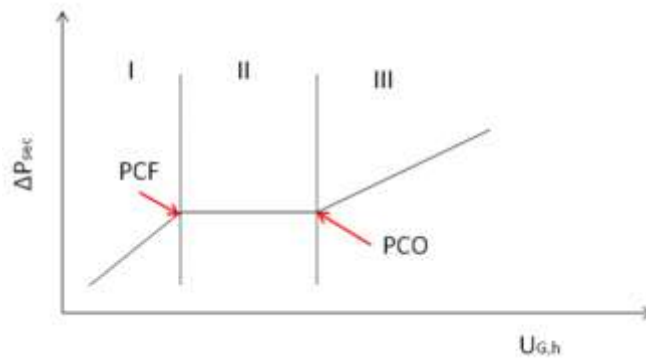
La perte de charge totale de la colonne est l'un des paramètres dimensionnant d'une colonne. Cette perte de charge dépend en premier lieu de la perte de charge des plateaux  $\Delta P_{\text{plateau}}$  qui correspond à la somme de plusieurs contributions. Une bonne prédiction de la perte de charge totale repose ainsi sur une description précise de chacune des contributions.

#### a. Perte de charge à sec $\Delta P_{\text{sec}}$

La perte de charge à sec correspond à la perte de charge du plateau en gaz seul. Généralement dans la littérature, la perte de charge due aux perforations (ou aux clapets sur plateau à clapets) en écoulement gaz-liquide est considérée égale à la perte de charge à sec. Cette perte de pression est décrite par une équation d'orifice avec un coefficient dépendant de la géométrie des trous (forme, épaisseur du plateau ...) :

$$\Delta P_{\text{sec}} = \frac{\xi \rho_G U_{G,h}^2}{2} \quad (2-24)$$

Pour les plateaux à clapets l'expression est identique avec une zone intermédiaire correspondant à l'ouverture progressive des clapets pour laquelle la perte de charge est constante (voir Figure 2-13).



**Figure 2-13 : Schéma de la perte de charge à sec sur les plateaux à clapets. PCF : Point Clapets Fermés PCO : Point Clapets Ouverts**

Ainsi la courbe de  $\Delta P_{\text{sec}}$  en fonction de la vitesse du gaz au trou représente théoriquement trois zones. La première (clapets complètement fermés) et la troisième zone (clapets complètement ouverts) correspondent à une augmentation avec la pression dynamique gaz mais avec deux coefficients d'orifice différents :

1<sup>ère</sup> zone :

$$\Delta P_{\text{sec}(I)} = \frac{\xi_{CF} \rho_G U_{G,h}^2}{2} \quad (2-25)$$

3<sup>ème</sup> zone :

$$\Delta P_{\text{sec}(III)} = \frac{\xi_{CO} \rho_G U_{G,h}^2}{2} \quad (2-26)$$

Entre ces deux zones la perte de charge reste constante. En effet l'augmentation de la vitesse gaz permet le soulèvement des clapets. La vitesse au trou correspondante est calculable en égalant la perte de charge à la pression nécessaire au soulèvement des clapets:

Point de début d'ouverture :

$$\frac{\xi_{CF} \rho_G U_{G,h(PCF)}^2}{2} = \frac{KgM_c}{A_c} \quad (2-27)$$

Point de fin d'ouverture :

$$\frac{\xi_{CO} \rho_G U_{G,h(PCO)}^2}{2} = \frac{KgM_c}{A_c} \quad (2-28)$$

avec  $M_c$  la masse d'un clapet,  $A_c$  la surface correspondante et  $K$  est un coefficient qui prend en compte l'effet de variation de pression sous les clapets ainsi que d'autres pertes induites par la structure de l'écoulement. La connaissance des coefficients de perte de charge singulière sur les zones I et III et du coefficient  $K$  permet, en théorie, de calculer la perte de charge constante en zone II ainsi que les vitesses  $U_{G,h(PCF)}$  et  $U_{G,h(PCO)}$ .

Pinczewski et Fell (1975) travaillent sur trois différents plateaux perforés (un seul coefficient de perte de charge singulière) ayant différents pourcentages d'aire perforée et proposent une expression dépendant de ce paramètre:

$$\Delta P_{\text{sec}} = 1.3 \rho_G \frac{U_{G,h}^2}{2} \left[ 0.4 \left( 1.25 - \frac{A_h}{A_a} \right) + \left( 1 - \frac{A_h}{A_a} \right)^2 \right] \quad (2-29)$$

Les trois zones décrites par le modèle théorique dans le cas des plateaux à clapets sont observées si la gamme de variation de la vitesse est suffisamment large. Par contre la dépendance au carré de la vitesse dans la troisième zone n'est pas toujours vérifiée. La puissance portée par la vitesse est souvent plus faible (Mustafa et Bekassy (1997)  $\sim 1.7$ ; Fasesan (1987)  $\sim 1.5$ ). Certains auteurs reportent une dépendance non négligeable par rapport à la vitesse gaz sur la zone intermédiaire (Verhoeve et Piqueur, 1976).

Ainsi cette perte de charge est caractérisée par trois zones, elle ne dépend que de la vitesse au trou du gaz et des caractéristiques géométriques des plateaux, plus particulièrement, le taux d'aire perforée et l'épaisseur du plateau qui influencent le coefficient de perte de charge singulière  $\xi$ .

## b. Perte de charge totale

La perte de charge totale sur le plateau est la somme de plusieurs contributions comme déjà présenté dans le Chapitre 1 (§1.3.1).

L'expression la plus utilisée pour décrire cette perte de charge totale est celle proposée par Bennett et al. (1983) :

$$\Delta P_{\text{Totale}} = \Delta P_{\text{émulsion}} + \Delta P_{\text{sec}} + \Delta P_{\sigma} = \rho_L g \alpha_L h_L + \Delta P_{\text{sec}} + \frac{6\sigma}{d_{B\text{max}}} \quad (2-30)$$

avec

$$h_L = \left[ h_w + C \left( \frac{Q_L}{\alpha_L} \right)^{2/3} \right] \quad (2-31)$$

Les auteurs ne présentent pas de corrélation pour la perte de charge à sec. Mais, en principe, celle-ci obéit au modèle théorique d'une évolution avec la pression dynamique gaz. La perte de charge résiduelle correspond à l'effet de la tension de surface, d'autant plus important que les perforations sont petites. Finalement la perte de charge au niveau de l'émulsion est celle correspondant au poids du liquide sur le plateau.

Fasesan (1987) propose une expression similaire en partant d'un modèle proposé par Eduljee (1958) :

$$\Delta P_{Totale}(\text{mm liq}) = \Delta P_{émulsion} + \Delta P_{sec} + \Delta P_{\sigma} = \Delta P_{émulsion} + \left( 1.83 \frac{U_{G,h}^2}{c^2} \rho_G \right) + \Delta P_{\sigma} \quad (2-32)$$

La perte de charge résiduelle est considérée constante  $\Delta P_{\sigma} = 314.9 Pa$ .

Les deux expressions de Bennett et al. (1983) et de Fasesan (1987) donnent des résultats en accord avec les points expérimentaux sur des plateaux perforés.

Pour un diamètre de trous de l'ordre de quelques centimètres sur les plateaux à clapets la perte de charge résiduelle est largement négligeable sur ce type de plateaux  $\Delta P_{\sigma} \approx 0$ .

Fasesan adopte la corrélation de Bolles (1976) pour les plateaux à clapets :

$$\Delta P_{Totale} = \Delta P_{sec} + \Delta P_{émulsion} \quad (2-33)$$

avec

$$\Delta P_{émulsion} = \beta \rho_L g (h_w + h_{ow}) \quad (2-34)$$

$\beta$  est un facteur d'aération. En général ce facteur est pris égal à la rétention liquide, ce qui revient donc à négliger la perte de charge résiduelle et l'interaction gaz liquide.

Une autre expression de la perte de charge totale sur plateaux perforés est présentée par Chen et Fan (1995) :

$$\Delta P_{Plateau} = f(h_{Lc}, \alpha_L) \left( 0.94 \frac{1 - (Ah/Aa)^2}{(Ah/Aa)^{0.2}} \left( \frac{d_h}{t} \right)^{0.2} \right) \frac{\rho_G U_{Gh}^2}{2} + g \rho_L h_{Lc} \quad (2-35)$$

où  $t$  est l'épaisseur du plateau.

Le premier terme englobe à la fois la perte de charge au niveau des perforations, les effets de frottement et les effets de pleurage, d'où la fonction dépendant de  $h_L$  et  $\alpha_L$ .

Pour des valeurs de pleurage négligeables les auteurs proposent :

$$\Delta P_{plateau} = 0.88 \frac{1 - \left( \frac{Ah}{Aa} \right)^2}{\left( \frac{Ah}{Aa} \right)^{0.2}} \left( \frac{d_h}{t} \right)^{0.2} \frac{\rho_G U_{Ga}^2}{2 \left( \frac{Ah}{Aa} \right)^2} + g \rho_L h_{Lc} \quad (2-36)$$

Hofhuis (1980) propose l'expression suivante :

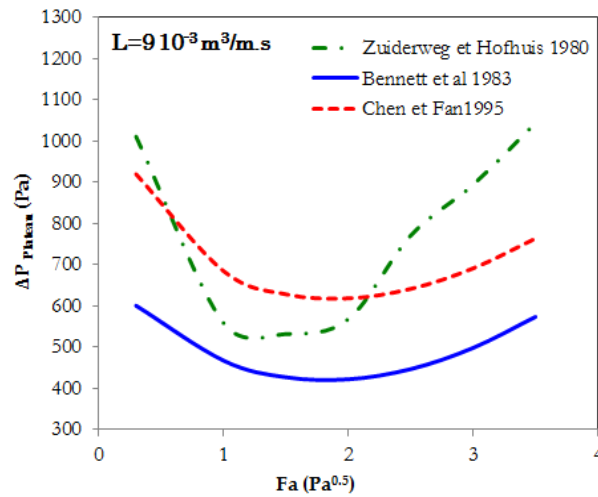
$$\Delta P_{Totale} = \frac{1}{2} \rho_G \left( \frac{U_{G,h}}{C_d} \right)^2 + \rho_L g h_L \quad (2-37)$$

Le coefficient de décharge  $C_d$  est déduit à partir d'un ensemble de points FRI (Fractionation Research, Inc.) et dépend du nombre de Froude au trou :

$$C_d = 0.7 \left[ 1 - 0.14 \left( \frac{g h_L \rho_L}{U_{G,h}^2 \rho_L} \right) \right] \quad (2-38)$$

Ainsi la dépendance de la hauteur de liquide clair au régime de l'écoulement sur le plateau, exprimée par Hofhuis, se répercute sur l'expression de la perte de charge à sec.

La Figure 2-14 présente une comparaison des corrélations de Bennett et al. (1983), de Chen et Fan (1995) et de Hofhuis (1980). Cette dernière présente une évolution différente des deux premières à cause de la dépendance au régime hydrodynamique sur le plateau.



**Figure 2-14 : Comparaison des corrélations de perte de charge totale pour une charge liquide  $L = 9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$**

### c. Conclusion

La perte de charge totale de la colonne est un paramètre assez important. Sa bonne détermination est par conséquent requise. Une description satisfaisante est d'autant plus difficile à réaliser que cette perte de charge représente la somme de plusieurs contributions. La difficulté

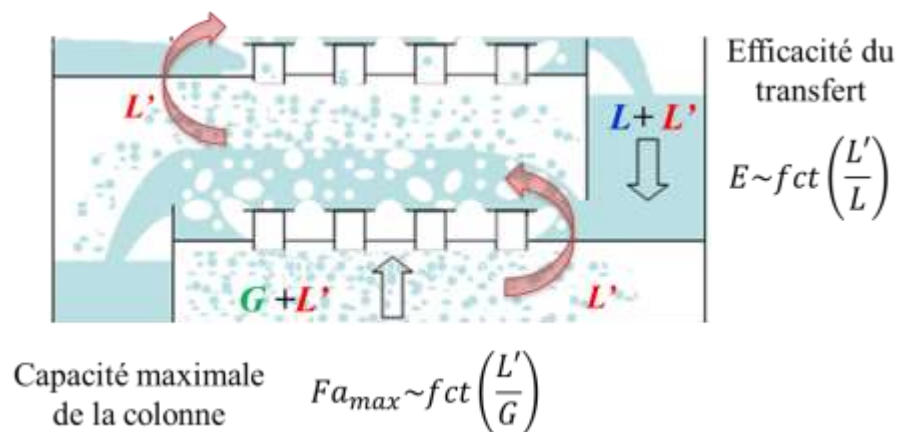
survient à la fois de la difficulté à évaluer séparément les différentes contributions ainsi qu'à la difficulté de les modéliser proprement.

### 2.2.3 Entraînement liquide/ primage

L'entraînement liquide  $L'$  correspond à l'entraînement d'une partie du débit liquide avec le gaz sous forme de gouttelettes. Du fait de cette définition l'entraînement est mesurable sur une hauteur se situant dans une phase continue gaz et il dépend directement de la hauteur à laquelle il est mesuré. Un fort entraînement sur le plateau conduit à atteindre l'engorgement.

Cet entraînement a une influence négative sur la perte de charge de la colonne ainsi que sur l'efficacité du transfert (voir Figure 2-15) :

- Le premier effet se répercute sur la capacité de la colonne (ou facteur cinétique gaz maximal), une forte valeur de l'entraînement conduit à une augmentation brusque de la perte de charge et à l'installation de l'engorgement souvent repéré par une vitesse gaz maximale. Cette vitesse gaz à ne pas dépasser diminue avec l'augmentation du taux du débit liquide entraîné. Dans le cas où l'intérêt est porté sur la capacité maximale le débit d'entraînement du liquide est souvent représenté en pourcentage par rapport au débit massique gaz ( $L'/G$ ).
- L'effet négatif sur l'efficacité provient du rétro mélange du liquide et la diminution qui s'en suit de la force motrice du transfert (différence de concentration entre liquide et gaz). Quand cet effet est mis en valeur l'entraînement est alors représenté plutôt par rapport au débit massique liquide ( $L'/L$ ) (Uys et al., 2010 et 2012).



**Figure 2-15 : Effets négatifs de l'entraînement de liquide ( $L'$ ) sur la capacité maximale de la colonne ( $L'/G$ ) ainsi que sur l'efficacité du transfert de matière ( $L'/L$ )**

Ces deux effets négatifs de l'entraînement ne sont pas directement corrélés, le maximum acceptable d'un point de vue capacité n'est pas égal, en général, au maximum acceptable au vu de l'efficacité. La plupart des travaux réalisés sur des colonnes pilotes utilisent des fluides modèles (souvent l'eau et l'air) différents des fluides réels. L'extrapolation vers les unités industrielles d'une capacité maximale semble plus réalisable (contrainte par rapport à

l'hydrodynamique et non par rapport au transfert). Pour cette raison l'entraînement est plus souvent représenté par rapport au débit massique gaz ( $L'/G$ ).

Plusieurs travaux intègrent l'effet de l'entraînement dans le calcul de la perte de charge totale ainsi que dans celui de l'efficacité (Jaćimović et Genić, 2008 ; Jacimovic, 2000).

Les études de l'entraînement (Van Sideren et al., 2003 ; Uys et al., 2010 et 2012 ; Kister et Haas, 1988) mettent en évidence une évolution de l'entraînement en fonction des conditions opératoires et essentiellement des régimes hydrodynamiques. Deux mécanismes différents sont alors décrits dans la littérature (Kister et Haas, 1988).

- Le premier correspond au **régime de jet**, les gouttelettes entraînées sont issues de la désintégration de films liquides par le jet de gaz en sortie des perforations sur le plateau. Ce mécanisme produit des gouttes de grande taille ayant de fortes vitesses initiales.
- Le deuxième mécanisme concerne le **régime de l'émulsion**. Les gouttes sont issues de l'implosion des bulles qui arrivent à la surface de l'émulsion. Ces gouttes sont alors petites et possèdent des vitesses moins élevées que dans un régime de jets.

La représentation de l'entraînement par rapport au débit de gaz  $L'/G$  en fonction du débit du liquide  $L$  présente un changement de comportement correspondant à la transition entre les deux régimes d'émulsion et de jets (Kister et Haas, 1988 ; Van Sinderen et al, 2003).

Kister et Haas reportent une diminution de l'entraînement correspondant au régime de jets puis une augmentation dans le régime de l'émulsion (voir Figure 2-16.a). Un minimum de l'entraînement marque ainsi le changement de régime. Van Sideren et al. (2003) décrivent une évolution semblable sauf que la première phase ne correspond pas toujours à une diminution de  $L'/G$ . La transition est alors repérée par un changement de pente.

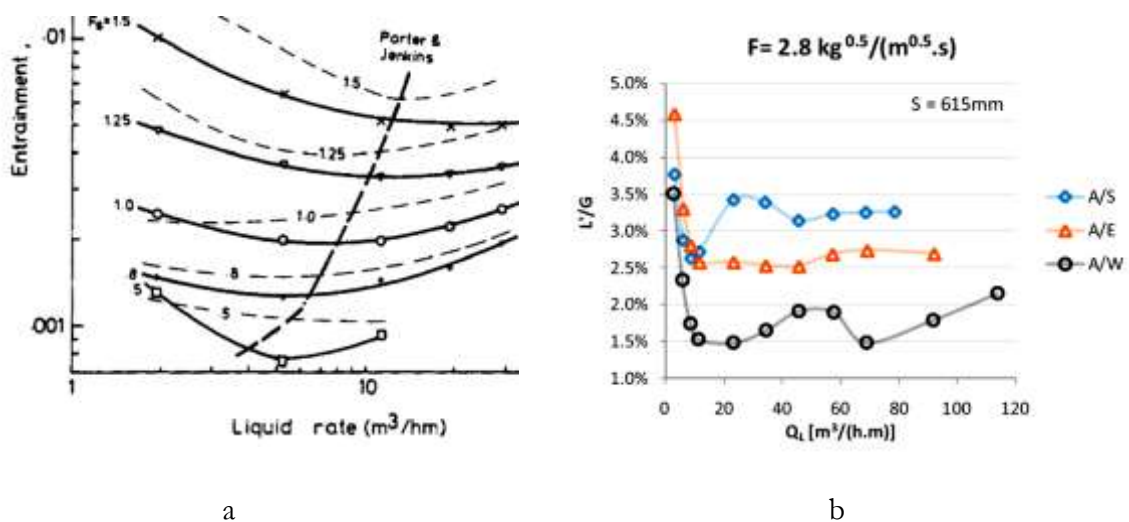


Figure 2-16 : Évolution de l'entraînement liquide  $L'/G$  (en ordonnée) pour un plateau perforé avec l'augmentation de la charge liquide (en abscisse) a. avec le système eau/air pour différentes valeurs de facteur cinétique gaz (Kister et Haas, 1988) b. à facteur cinétique gaz fixe pour différents système liquide gaz (A : air ; W : eau ; S : huile de silicone ; E : éthylène glycol) (Uys et al., 2012)

Van Sideren et al. (2003), travaillant sur plusieurs types de plateaux, remarquent que dans le régime de jet, l'entraînement est fortement dépendant de la géométrie des plateaux contrairement au régime d'émulsion. Dans le régime d'émulsion, l'entraînement présente systématiquement une augmentation avec l'augmentation de la hauteur de liquide clair.

Dans des travaux récents, Uys et al. (2010 et 2012) présentent une évolution différente de  $L'/G$  en fonction du débit liquide. Plus de variations sont décrites pour le régime de l'émulsion (voir Figure 2-16.b). Les auteurs présentent également les résultats sous la forme de  $L'/L$ . Par cette représentation, Uys et al. (2013) montrent que l'entraînement par le débit de liquide décroît de manière exponentielle avec l'augmentation du débit liquide. Ce résultat prouve que l'augmentation de l'entraînement par rapport au débit gaz ne correspond pas forcément à une diminution de l'efficacité mais au contraire peut correspondre à un meilleur transfert. Le seul inconvénient est alors l'approche de l'engorgement.

L'effet des propriétés physico-chimiques du liquide sur l'entraînement est investi par Uys et al. (2012). Il s'avère que la viscosité du liquide ainsi que la tension de surface jouent un rôle important et complexe dans l'évolution de l'entraînement. La forme de l'émulsion sur le plateau est reliée qualitativement à l'évolution de l'entraînement et un effet important de la longueur de passe est également pointé par les auteurs.

#### 2.2.4 Aire interfaciale d'échange

L'aire interfaciale est le plus souvent mesurée par une méthode d'absorption réactive d'un soluté gaz dans une solution liquide. La mesure obtenue est une mesure indirecte qui dépend fortement des hypothèses posées ainsi que des variables cinétiques et thermodynamiques adoptées afin de remonter à l'aire interfaciale. Des méthodes physiques plus directes existent mais sont difficiles à mettre en œuvre dans le cas des plateaux. Une connaissance au préalable de la forme des inclusions et de la nature des phases continue et dispersée sont requises, choses difficiles à identifier pour l'écoulement complexe sur plateaux.

Dans la littérature, le plus grand nombre des travaux expérimentaux s'intéresse aux plateaux perforés. Peu d'études abordent le cas des plateaux à clapets. Quelques travaux permettent néanmoins de comparer les aires interfaciales d'échange entre différents types de plateaux et soulignent les dépendances semblables et les différences auxquelles il faut prêter attention (Peytavy et al., 1990).

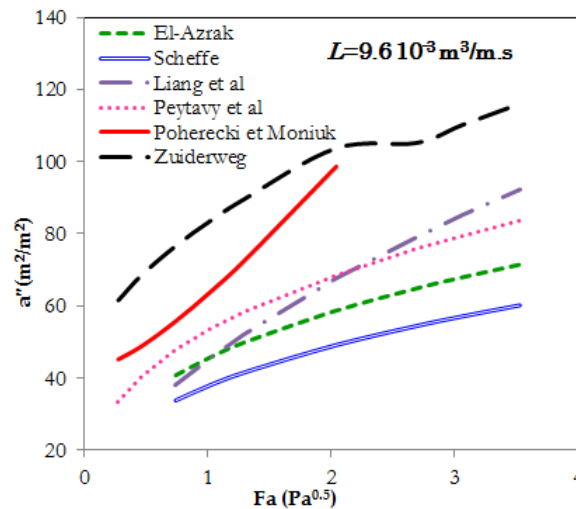
La plus part des corrélations disponibles sont totalement empiriques et mises sous la forme d'une loi de puissance (El Azrak, 1988; Badssi et al., 1988; Peytavy et al., 1990). Toutefois, quelques efforts sont notés dans certains travaux soit par l'utilisation de nombres adimensionnels jugés significatifs (Zuiderweg, 1982) soit par la proposition d'un modèle plus complet (Liang et al, 2008). Le modèle le plus utilisé se base sur l'hypothèse d'une phase liquide continue et une dispersion de la phase gaz sous forme de bulles. Le taux d'aire interfaciale s'exprime alors en fonction de la rétention gaz et du diamètre de Sauter des bulles :

$$a = \frac{6\alpha_G}{d_{32}} \quad (2-39)$$



Cette description est valable pour le régime d'émulsion mais ne tient plus dans le cas d'un régime de jets. Intuitivement l'évolution de l'aire interfaciale doit dépendre du régime hydrodynamique. Dans le régime d'émulsion, l'aire est due essentiellement aux bulles contrairement au régime de jets où ce sont les gouttes liquides qui contrôlent l'aire d'échange. Malgré la reconnaissance de l'importance de ces régimes hydrodynamiques et de leur impact sur l'efficacité et les paramètres de transfert (De Goederen, 1965), en particulier l'aire interfaciale, peu de corrélations font la distinction entre les deux régimes. Celles qui font cette distinction utilisent souvent les mêmes variables (Zuideweg, 1982 ; El Azrak, 1988) ce qui reflète peu la rupture du mécanisme de création de l'aire interfaciale entre les deux régimes.

Des corrélations disponibles dans la littérature sont consultables dans le **Tableau 9** en Annexe I. Les variables les plus souvent étudiées sont les débits de liquide et de gaz et la hauteur du barrage de sortie  $h_w$ . Globalement l'aire interfaciale est fonction croissante de ces trois variables mais la dépendance et l'ordre de grandeur varient nettement selon les références (voir Figure 2-17). L'examen des différentes corrélations dans le tableau permet de remarquer la concordance quant au choix de la vitesse gaz ramenée à l'aire active du plateau comme vitesse caractéristique gaz. Par contre, deux vitesses pour le liquide sont présentes : la vitesse ramenée à l'aire active  $U_{La}$  et la charge liquide  $L$  qui représente le débit liquide par largeur du barrage. Une extrapolation vers l'échelle industrielle à partir de ces différentes corrélations conduit à des valeurs différentes.



**Figure 2-17 : Comparaison entre différentes corrélations de l'aire interfaciale d'échange ramenée à l'aire active d'un plateau ( $a'' = a/A_a$ ) pour une charge liquide  $L=9.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ . Expressions sur Tableau 9 en Annexe I.**

Par ailleurs, l'influence de plusieurs paramètres géométriques et physico-chimiques est très rarement étudiée. Par exemple, les effets de la viscosité du liquide et la tension de surface sont reconnues par Decent et al. (2009) et Pear et Huang (2010) (chez (Uys et al., 2012)) pour être fort influents sur la stabilité des inclusions et les mécanismes de désintégration, rupture et coalescence ce qui impacte directement l'aire interfaciale. Ces deux variables apparaissent dans certaines corrélations soit en raison de leur présence dans un nombre adimensionnel soit par

une réelle variation de ces grandeurs. Les dépendances dans la littérature sont divergentes (voir Tableau 2-1).

**Tableau 2-1 : Effet de la tension de surface et de la viscosité liquide sur l'aire interfaciale**

Effet l'aire interfaciale	Tension de surface $\sigma$	Viscosité liquide $\mu_L$
El Azrak 1988	—	$\mu_L^{0.19}$
Syeda et al 2004	$\sigma^{0.549}$	—
Pohorecki et Moniuk 1988	$\sigma^{-0.33}$	$\mu_L^{-0.12}$
Liang et al 2008	$\sigma^{-3/5}$	—
Zuiderweg 1982	Régime de jets : $\sigma^{-0.37}$ Régime d'émulsion/mixte : $\sigma^{-0.53}$	—
Scheffe 1984	—	$\mu_L^{-0.25}$

## 2.3 Conclusion

En conclusion, cette synthèse sur les travaux expérimentaux hydrodynamiques souligne la divergence des corrélations de la littérature et le manque de travaux consacrés au cas des plateaux à clapets. Un manque est également observé pour la caractérisation à l'échelle locale de l'écoulement.

De larges gammes d'utilisation des plateaux avec des changements de régimes sont notées avec des zones non désirables de fonctionnement que sont les domaines de pleurage, de fort entrainement et d'engorgement. Des descriptions phénoménologiques des transitions sont notées. Cependant les corrélations proposées dans la littérature présentent des divergences notables.

Pour les différentes grandeurs hydrodynamiques, le même problème de divergence entre les corrélations est noté. Les deux modèles phénoménologiques largement utilisés, mettent simplement en évidence l'importance de certaines forces par rapport à d'autres selon le régime hydrodynamique. Ainsi dans la description du régime de l'émulsion, l'équation de Francis est souvent employée et met en évidence le poids du liquide sur le plateau. Dans le régime de jets, c'est plutôt le modèle de trajectoire qui est adopté avec la mise en avant du rapport des inerties entre les deux phases. L'unique considération des résultats de ces modèles s'avère insuffisante puisque les dépendances expérimentales sont souvent différentes de ce que fournissent les modèles. Par ailleurs un grand nombre de paramètres influence le comportement de l'écoulement. Certains de ces paramètres sont très peu étudiés alors que pour d'autres une divergence est souvent notée entre les travaux de la littérature.

Il apparait finalement, que davantage de résultats expérimentaux sont toujours requis pour une meilleure compréhension de ce qui se passe sur les plateaux. Plus particulièrement, l'étude de certains paramètres jusque-là peu étudiés ainsi que l'acquisition de plus de résultats locaux semblent nécessaires afin de fournir des modèles décrivant de manière plus fine l'écoulement.

Dans ce travail, il est proposé d'étudier l'effet de la longueur de passe sur l'hydrodynamique en effectuant une étude expérimentale sur deux colonnes rectangulaires ayant des caractéristiques géométriques identiques mais deux longueurs de passe différentes.

# Chapitre 3

## Matériels et Méthodes

Ce chapitre porte sur la présentation de l'installation expérimentale, des conditions opératoires des essais ainsi que des méthodes de mesures des différentes grandeurs expérimentales réalisées dans le cadre de ce travail.

Les essais expérimentaux se sont déroulés sur le site de IFPEN Lyon au sein du département Génie chimique et Technologie. Le dispositif expérimental, qui consiste en deux colonnes à plateaux appelées C2 et C3, est placé dans le hall d'essais Lapis Lazuli dédié aux maquettes froides.

### Contenu

3 Matériels et Méthodes.....	73
3.1 Dispositif expérimental.....	75
3.2 Programme des essais .....	78
3.3 Mesures expérimentales .....	80
3.3.1 Mesures de pertes de charge .....	80
3.3.2 Rétention gaz .....	81
3.3.3 Hauteur de l'émulsion.....	82
3.3.4 Mesure d'aire d'échange.....	84
3.3.5 Récapitulatif des mesures .....	87

### 3.1 Dispositif expérimental

Deux colonnes rectangulaires, de hauteur 2m et équipées de 4 plateaux à clapets chacune, ont été mises à disposition afin d'effectuer l'ensemble des essais hydrodynamiques et d'aire interfaciale (voir Figure 3-1). Afin de permettre une visualisation de l'écoulement sur les plateaux, les colonnes sont faites en plexiglas et sont totalement transparentes. Chacune des colonnes est équipée de quatre plateaux avec des clapets V4R Glitsch. Les caractéristiques géométriques des deux colonnes sont identiques hormis la longueur de passe  $L_p$  qui est trois fois plus grande sur la colonne C3 que sur la colonne C2 (voir les caractéristiques géométriques des deux colonnes données dans le Tableau 3-1).

Les colonnes rectangulaires sont supposées équivalentes à une coupe 2D d'une colonne circulaire de diamètre égal à la longueur totale  $D$ . (Voir Figure 3-2)



a



b

**Figure 3-1 : Photos des deux colonnes de l'unité U717B, en rouge la longueur de passage  $L_p$  (a) colonne C2 (largeur totale  $D=0.66\text{m}$  et longueur de passe  $L_p=0.36\text{m}$ ) (b) colonne C3 (largeur totale  $D=1.26\text{m}$  et longueur de passe  $L_p=0.96\text{m}$ )**

Les deux colonnes fonctionnant avec les mêmes utilités, un système de bypass en entrées et sorties gaz et liquide permet de basculer d'une colonne à l'autre. La Figure 3-3 présente un

schéma simplifié du dispositif expérimental. Les colonnes fonctionnent avec un écoulement gaz/liquide à contre-courant. Le liquide est utilisé en boucle fermée sur l'unité et il est stocké dans deux cuves communicantes de capacité totale 1100 L. Une pompe centrifuge de débit maximal 30 m<sup>3</sup>/h permet la recirculation du liquide dans la colonne.

Le gaz, est soutiré à partir du réseau de distribution d'air à 7 bar de pression et il est relâché par la suite dans l'atmosphère.

L'unité est équipée de :

- débitmètres massiques liquide et gaz.
- manomètres pour les mesures de perte de charges.
- capteurs Infrarouges pour les mesures de concentrations de dioxyde de carbone CO<sub>2</sub> dans l'air (pour les mesures d'aire interfaciale uniquement).

Un récapitulatif de l'ensemble des instruments métrologiques ainsi que des erreurs qui leur sont associées est fourni sur le Tableau 3-2.

La colonne travaille à pression atmosphérique et à température ambiante en eau/air.

**Tableau 3-1 : Caractéristiques géométriques des deux colonnes**

Caractéristiques plateaux		
	Colonne C2	Colonne C3
Largeur totale (m)	0,66	1,26
Longueur de passe L <sub>p</sub> (m)	0.36	0.96
Section totale AT(m²)	0,13	0,24
Aire active A <sub>a</sub> (m²)	0,07	0,18
Aire preforée A <sub>h</sub> (m²)	0,011	0,032
Hauteur de barrage h <sub>w</sub> (m)	0,065	
Largeur de barrage L <sub>w</sub> (m)	0,1905	
Nombre de plateaux/ colonne	4	
Caractéristiques clapets		
Type	V4R GLITSCH	
Nombre de clapets /plateau	9	27
Levée minimale (m)	0.001	
Levée maximale (m)	0.009	
Diamètre clapet m)	0.0475	
Diamètre trou (m)	0.039	
Clapets / m² d'aire active	122	

Pour les mesures d'aire interfaciale, une méthode d'absorption réactive a été employée. La réaction d'absorption considérée étant la réaction acido-basique entre les ions hydroxydes et le dioxyde de carbone dans l'air, les essais sont réalisés en utilisant une solution aqueuse de soude et l'air. La réaction d'absorption étant légèrement exothermique des thermocouples sont utilisés en entrée et en sortie des arrivées liquide et gaz.

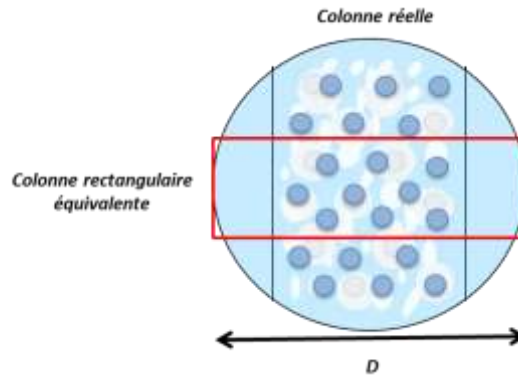


Figure 3-2 : Représentativité d'une colonne rectangulaire par rapport à une colonne circulaire

Tableau 3-2 : Liste des instruments métrologiques de mesure avec les gammes de mesures et les incertitudes associées

Référence PID instrument	Unité de mesure	Gamme capteur	Incertitude chaîne de mesure
Débit gaz FT03	Nm <sup>3</sup> /h	0-450 Nm <sup>3</sup> /h	+/- 12Nm <sup>3</sup> /h
Débit gaz FT06	Nm <sup>3</sup> /h	0-3000 Nm <sup>3</sup> /h	+/- 40 Nm <sup>3</sup> /h
Débit liquide FT01	m <sup>3</sup> /h	0-10 m <sup>3</sup> /h	+/- 0.1 m <sup>3</sup> /h
Débit liquide FT02	m <sup>3</sup> /h	0-50 m <sup>3</sup> /h	+/- 0.2 m <sup>3</sup> /h
Capteur de pression PDT03	mbar	0-60 mbar	+/- 0.2 mbar
Capteur de pression PDT01A	mbar	0-600 mbar	+/- 1 mbar
Analyseur Infrarouge IR CO <sub>2</sub>	ppm	0-500 ppm	+/- 1 %

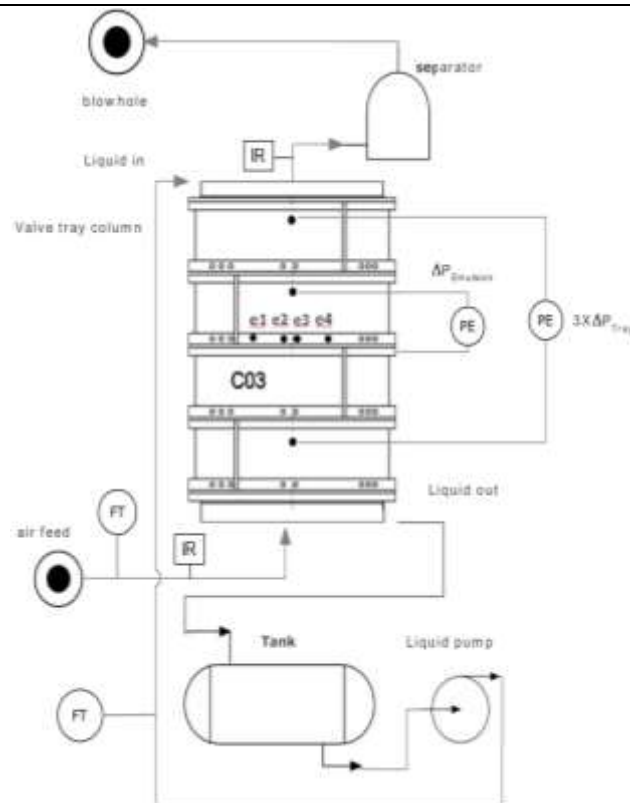


Figure 3-3 : Schéma simplifié du dispositif expérimental

### 3.2 Programme des essais

Les deux colonnes ayant la même largeur de barrage  $L_p$ , mais des aires actives  $A_a$  différentes, la conservation d'une vitesse caractéristique, soit la charge liquide  $L$  (débit liquide par largeur de barrage), soit la vitesse liquide par rapport à l'aire active  $U_{La}$  est possible.

Dans le but de déterminer la vitesse caractéristique contrôlant l'hydrodynamique sur le plateau et permettant une extrapolation de la petite vers la grande colonne, deux séries de mesures sont effectuées, l'une en conservant une charge liquide fixe entre les deux colonnes et l'autre en conservant la vitesse liquide ramenée à l'aire active. Les essais sont effectués à iso facteur cinétique gaz  $Fa$ .

Dans le cadre de ce travail seuls les débits gaz et liquide ont été variés. Le choix des gammes de débits a été fait de manière à ce que le facteur cinétique gaz  $Fa$  représentant la racine carrée de l'inertie gaz ramenée à l'aire active, la charge liquide  $L$  représentant le débit liquide ramené à la largeur du barrage et la vitesse liquide ramenée à l'aire active  $U_{La}$  soient représentatifs des gammes industrielles (voir Tableau 1-4). L'effet de la longueur de passe est étudié via les 2 valeurs de  $L_p$  différentes sur les colonnes. Les propriétés physico-chimiques n'ont pas été variées. Les essais se sont déroulés en fixant un débit liquide et en balayant différents débits gaz. Un récapitulatif des conditions opératoires testées pour les mesures hydrodynamiques est présenté sur le Tableau 3-3 et le Tableau 3-4.

**Tableau 3-3 : Conditions opératoires testées sur la grande colonne C3**

	$Q_G$ (m <sup>3</sup> /h) Min/Max	$Fa$ (Pa <sup>0.5</sup> ) Min/Max	$Re_G$ Min/Max	$Fr$ Min/Max	$FP$ Min/Max	$We_B$ Min/Max
$Q_L=2.2$ m <sup>3</sup> /h $L=3.2 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=3.3 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=3207$	0/1831	0/3	0/142 10 <sup>3</sup>	0.01/0.12	0.5/11.9	0.91/480
$Q_L=5.6$ m <sup>3</sup> /h $L=8.6 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=8.5 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=8165$	0/2018	0/3.4	0/157 10 <sup>3</sup>	0.01/0.13	1.44/35.7	0.76/474
$Q_L=6.6$ m <sup>3</sup> /h $L=9.6 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=10 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=9624$	0/2001	0/3.3	0/156 10 <sup>3</sup>	0.01/0.13	1.44/35.7	0.76/474
$Q_L=11.2$ m <sup>3</sup> /h $L=16.2 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=16.7 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=16185$	0/2095	0/3.5	0/163 10 <sup>3</sup>	0.005/0.14	2.25/61.3	0.67/486.5
$Q_L=13.2$ m <sup>3</sup> /h $L=19.2 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=20 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=19248$	0/2095	0/3.5	0/163 10 <sup>3</sup>	0.004/0.14	2.7/90.7	0.67/784.6
$Q_L=16.7$ m <sup>3</sup> /h $L=24.3 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=25.4 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=24351$	0/2100	0/3.5	0/164 10 <sup>3</sup>	0.004/0.14	3.4/113.9	0.67/783.2

**Tableau 3-4 : Conditions opératoires testées sur la petite colonne C2**

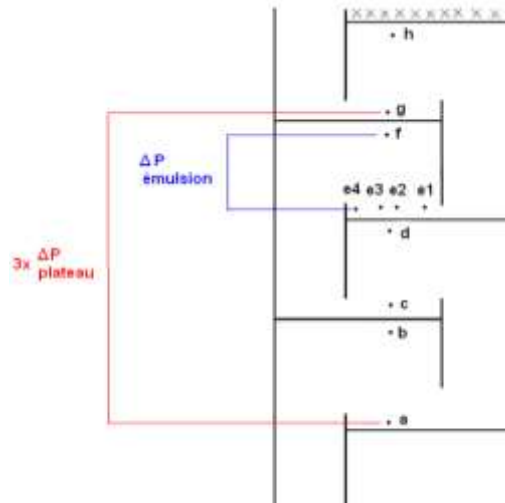
	$Q_G$ (m <sup>3</sup> /h) Min/Max	$Fa$ (Pa <sup>0.5</sup> ) Min/Max	$Re_G$ Min/Max	$Fr$ Min/Max	$FP$ Min/Max	$We_B$ Min/Max
$Q_L=2.2$ m <sup>3</sup> /h $L=3.2 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}= 8.9 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=3207$	0/935	0/4.1	0/119 10 <sup>3</sup>	0.01/0.16	0.4/5.7	0.49/107.2
$Q_L=4.2$ m <sup>3</sup> /h $L=6.1 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}= 17 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=8165$	0/874	0/3.9	0/112 10 <sup>3</sup>	0.01/0.16	0.8/10.6	0.56/105
$Q_L=6.6$ m <sup>3</sup> /h $L=9.6 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}= 26 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=9624$	0/819	0/3.6	0/104 10 <sup>3</sup>	0.01/0.14	1.3/16.80	0.64/107
$Q_L=13.2$ m <sup>3</sup> /h $L=19.2 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}=53 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=19248$	0/867	0/3.8	0/110 10 <sup>3</sup>	0.01/0.14	2.7/33	0.66/107
$Q_L=16.7$ m <sup>3</sup> /h $L=24.3 \cdot 10^{-3}$ m <sup>3</sup> /m.s $U_{La}= 68 \cdot 10^{-3}$ m/s $Re_L=24351$	0/632	0/2.8	0/80 10 <sup>3</sup>	0.01/0.1	4.3/43	1.1/107



### 3.3 Mesures expérimentales

#### 3.3.1 Mesures de pertes de charge

Deux pertes de charges sont mesurées sur les colonnes : la perte de charge totale plateau et la perte de charge émulsion. La Figure 3-4 présente un schéma du positionnement des piquages de pression. Les capteurs utilisés sont des manomètres avec des branches remplies en eau. Le diamètre des branches est suffisamment large pour négliger l'effet de la capillarité.



**Figure 3-4 : Piquages de pression et mesures de pertes de charge sur le plateau**

Pour la perte de charge plateau  $\Delta P_{\text{totale}}$  la mesure considérée est la valeur moyenne sur 3 plateaux. La perte de charge émulsion  $\Delta P_{\text{émulsion}}$  est, elle, prise à 4 positions différentes (e1 à e4) du même plateau, la mesure considérée est la moyenne de ces 4 mesures. La déviation de la mesure de perte de charge émulsion en chaque position par rapport à la valeur moyenne sur les deux colonnes est reportée sur la Figure 3-5. Sur cette figure, l'existence d'un gradient hydraulique est notée pour les deux colonnes. Les deux positions extrêmes sur le plateau, proches de l'entrée liquide et du barrage de sortie, présentent des mesures de perte de charge plus importantes que sur les positions intermédiaires. Un tel comportement est prévisible sachant que les zones d'entrée et de sortie liquide sont caractérisées par un liquide moins aéré que sur le reste du plateau et ainsi une hauteur de liquide plus importante.

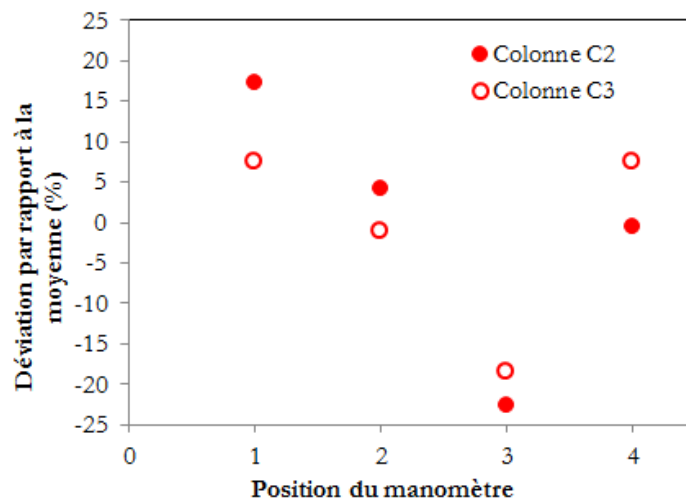
Les piquages de pression ne sont pas situés directement sur le plateau mais à une hauteur moyenne de 1.7 cm sur la C2 et 2.3 cm sur la C3. Cette surélévation des capteurs implique qu'une partie de la mesure de perte de charge émulsion (une partie du poids liquide et de l'interaction gaz liquide) est mesurée avec la perte de charge clapets. Cette différence sera notée  $\delta(\Delta P)$ . En supposant que la perte de charge émulsion sur cette partie est entièrement due à la hauteur du liquide et compte tenu des fortes rétentions gaz sur les plateaux (en moyenne sur le plateau supérieure à 50% et valeur plus importante en sortie des clapets) l'erreur engendrée par cette surélévation des capteurs n'excède pas 1 mbar. Si l'interaction gaz liquide est prise en compte, l'erreur devrait être plus petite.

La perte de charge émulsion expérimentale  $\Delta P_{émulsion}$  représente la somme des pertes de charge dues au poids du liquide, et à l'interaction gaz liquide. La différence avec la perte de charge au niveau de l'émulsion  $\Delta P_{émulsion}^*$  présentée pour le modèle phénoménologique au Chapitre 1 (§ 1.3.1) réside dans l'erreur causée par la surélévation des piquages de pression :

$$\Delta P_{émulsion} = \Delta P_{émulsion}^* - \delta(\Delta P) \quad (3-1)$$

La mesure de la perte de charge au niveau des clapets  $\Delta P_{clapets}$  a été déduite en faisant la soustraction entre la perte de charge totale et la perte de charge émulsion moyenne. Cette perte de charge diffère également de la perte de charge au niveau des clapets présentée dans le modèle phénoménologique  $\Delta P_{clapets}^*$  à cause de la surélévation des piquages.

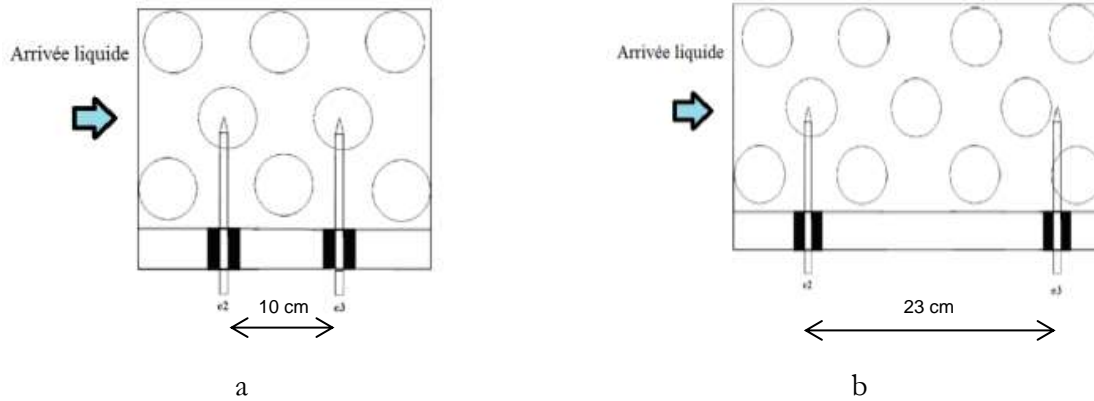
$$\Delta P_{clapets} = \Delta P_{clapets}^* + \delta(\Delta P) \quad (3-2)$$



**Figure 3-5 : Déviation moyenne de la perte de charge émulsion en chaque position (e1 à e4) par rapport à la moyenne des pertes de charge émulsion sur les 4 positions. Les positions sont numérotées suivant la distance à l'entrée liquide (position la plus proche de l'entrée = 1 / la plus proche du barrage de sortie = 4).**

### 3.3.2 Rétention gaz

La rétention gaz locale a été mesurée à deux positions fixes dans chacune des colonnes. Les sondes utilisées sont des sondes optiques RBI Instrumentations. Une étude de sensibilité de la mesure à la durée et à la fréquence d'acquisition a été menée avant de faire la mesure. Suite à cette étude, une fréquence de 500 Hz et une durée d'acquisition de 5 min ont été choisies. L'erreur de répétabilité relative de la mesure a été évaluée à moins de 2%.



**Figure 3-6 : Vue de dessus des positions des sondes optiques dans les colonnes (e2 étant la plus proche de l'entrée du liquide sur le plateau) (a) sur C2 (b) sur C3**

La rétention gaz moyenne sur le plateau est mesurée en se basant sur les mesures de la hauteur de liquide clair et de la hauteur d'émulsion sur le plateau. Le rapport de ces deux grandeurs, donne une valeur moyenne de la rétention liquide. La hauteur de liquide clair a été mesurée à partir de la perte de charge émulsion, en négligeant l'effet d'interaction gaz liquide et celui de la tension de surface. Cette approximation a pour conséquence de sous-estimer la rétention liquide et donc de surestimer la rétention gaz moyenne.

$$\alpha_G = 1 - \alpha_L = 1 - \frac{\Delta P_{émulsion} / \rho_L g}{h_{Fe}} \quad (3-3)$$

A défaut de pouvoir faire des mesures de profils de rétention sur le plateau, cette méthode est souvent utilisée dans la littérature (Dhulesia, 1983 ; Colwell, 1981 ; Mustafa et Bekassy-Molnar, 1997...).

### 3.3.3 Hauteur de l'émulsion

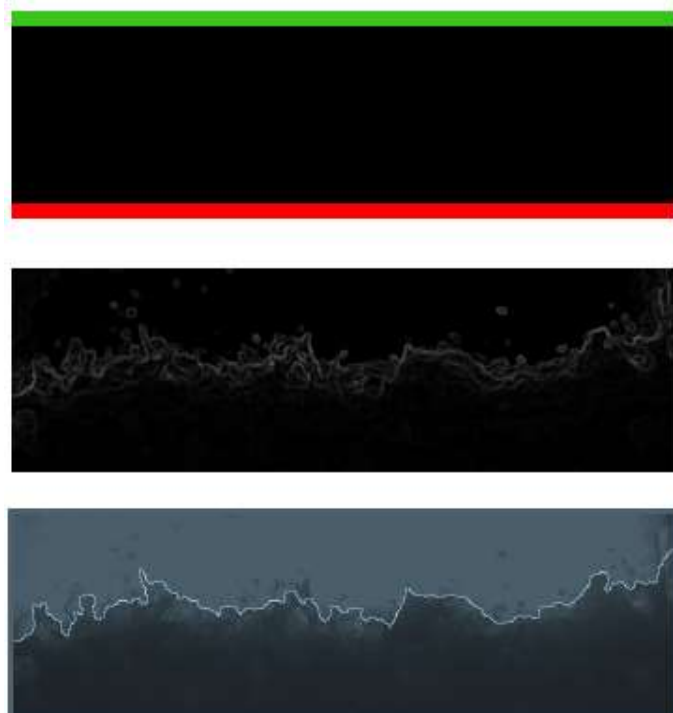
La hauteur d'émulsion est mesurée à partir de vidéos prises par un appareil photos Nikon D300S. Le traitement des images est effectué par le programme de traitement INDIGO développé en interne au sein de IFP Énergies nouvelles (M. Moreaud et L. Duval, Direction Mathématique appliquées).

Pour une vidéo, chaque photo est traitée afin de détecter le front entre le ciel gazeux et l'émulsion. La méthode de détection (connue sous le nom de Ligne de partage des eaux contrôlée par marqueurs) consiste à placer deux marqueurs horizontaux, l'un dans le gaz et l'autre dans l'émulsion. Ces deux marqueurs sont ensuite propagés par un gradient morphologique (l'un vers l'autre). Une fermeture morphologique est effectuée afin d'éviter les discontinuités sur le profil. Par la suite un filtre de moyenne locale est employé (voir Figure 3-7).

L'ensemble des profils d'une seule vidéo sont ensuite concaténés. Par la suite un profil moyen est extrait (voir Figure 3-8).

Les incertitudes sur la détermination des profils sont liées à la conversion de l'échelle de pixels aux centimètres, aux paramètres de traitement du logiciel ainsi qu'à une erreur de

perspective. L'erreur de conversion ainsi que celle des paramètres du logiciel sont de l'ordre de quelques millimètres pour des hauteurs de l'émulsion de la dizaine de centimètres. Ainsi ces erreurs sont considérées négligeables. L'erreur de perspective provient du fait qu'une règle graduée est fixée sur la paroi extérieure de la colonne et a servi pour la conversion de pixels aux centimètres. L'émulsion s'étalant sur toute la profondeur de la colonne, la considération de l'échelle de distance à partir des graduations de la règle située, elle, sur la façade, se traduit par une erreur de perspective évaluée au maximum à 12% (en considérant la paroi arrière de la colonne pour l'échelle de distance).



**Figure 3-7 : Méthode de localisation de l'interface gaz émulsion sur le plateau**

Pour les profils sur la grande colonne C3, deux critères quantitatifs sont extraits du traitement des vidéos. Le premier critère est le critère de fluctuation temporelle du profil moyen. Il représente la variation de la position du profil dans le temps (la différence entre les positions extrêmes occupées par l'émulsion sur le plateau). Le deuxième critère est le critère de déviation à la planéité qui mesure la déviation du profil moyen par rapport à un profil homogène plat dont la hauteur est égale à la hauteur moyenne de l'émulsion (voir Figure 3-9).

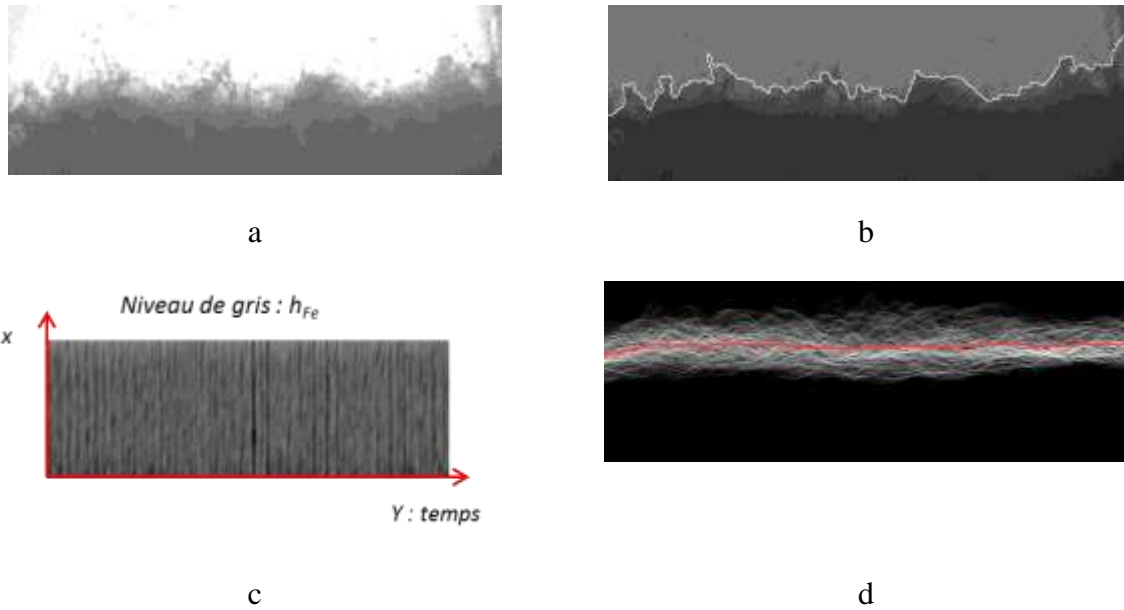


Figure 3-8 : a. Image extraite de la vidéo à traiter. b. Localisation du profil /front entre le ciel gazeux et l'émulsion. c. Concaténation de l'ensemble des profils de la vidéo. d. Ensemble des profils détectés et profil de l'émulsion moyen (en rouge)

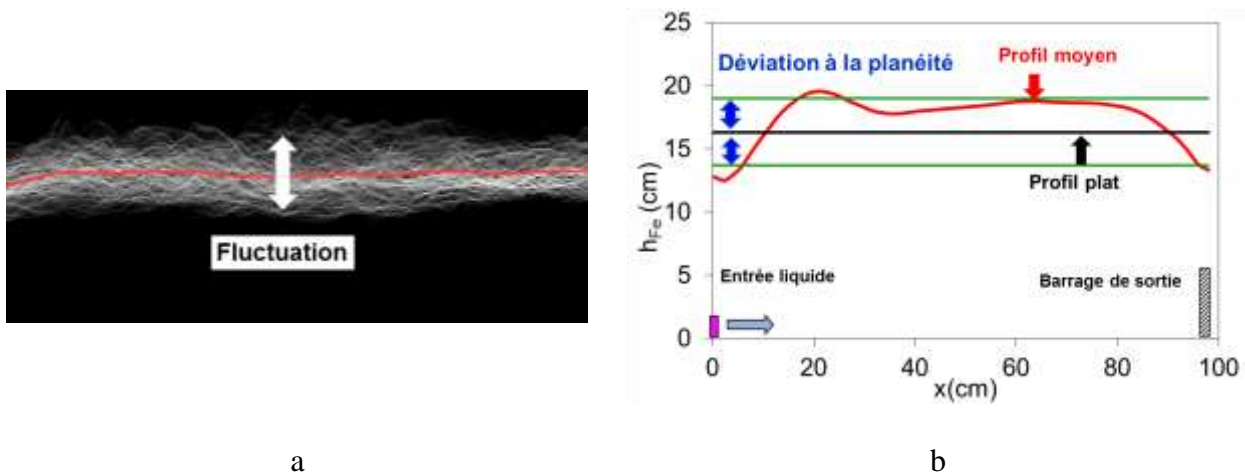


Figure 3-9 : Illustration des critères qualitatifs de description des profils d'émulsion. a. Critère de fluctuation. b. Critère de déviation à la planéité.

### 3.3.4 Mesure d'aire d'échange

L'aire interfaciale d'échange entre les deux fluides sur le plateau est mesurée avec une méthode indirecte d'absorption réactive.

La réaction chimique considérée est l'absorption de l'hydroxyde de carbone  $\text{CO}_2$  (400 ppm) par une solution aqueuse de soude (0.1N).

Le mécanisme réactionnel adopté est celui présenté par Pohorecki et Moniuk (1988).



La première réaction représente l'absorption physique du  $CO_2$  à l'interface. Cette réaction est supposée à l'équilibre thermodynamique traduit par la loi d'équilibre de Henry :

$$C_{CO_2}^{L,i} = \frac{P_{CO_2}^{G,i}}{He} \quad (3-7)$$

La vitesse de réaction de la 3<sup>ème</sup> réaction est supposée très importante en comparaison avec la vitesse de la deuxième. Ainsi la 2<sup>ème</sup> réaction constitue l'étape cinétiquement déterminante (Pohorecki et Moniuk, 1988)). Par conséquent la vitesse de la réaction s'exprime :

$$r = k_2 C_{OH^-} C_{CO_2} \quad (3-8)$$

Les ions hydroxyde étant en excès par rapport au  $CO_2$ , dans le cadre présent, la réaction peut être considérée comme étant du pseudo 1<sup>er</sup> ordre.

$$r = k_2 C_{OH^-}^0 C_{CO_2} = k' C_{CO_2} \quad (3-9)$$

Le modèle du double film est considéré. Le transfert du gaz vers le liquide est supposé se produire dans deux films situés de part et d'autre de l'interface.

L'équilibre à l'interface est supposé et la résistance au transfert côté gaz est négligée. Ainsi le flux de  $CO_2$  absorbé est contrôlé par le transfert coté liquide et la cinétique chimique (Voir Annexe II).

$$\phi = a \cdot E \cdot k_L (C_{CO_2}^{L,i} - C_{CO_2}^{L,b}) = a \cdot E \cdot k_L \left( \frac{P_{CO_2}^{G,i}}{He} - C_{CO_2}^{L,b} \right) \quad (3-10)$$

avec  $\phi$  le flux de  $CO_2$  absorbé,  $a$  l'aire interfaciale,  $E$  le facteur d'accélération prenant en compte la contribution de la réaction chimique,  $k_L$  le coefficient d'absorption côté liquide,  $C_{CO_2}^{L,i}$  la concentration de  $CO_2$  à l'interface,  $C_{CO_2}^{L,b}$  la concentration de  $CO_2$  dans la masse liquide et  $He$  la constante de Henry de l'équilibre thermodynamique à l'interface.

Le facteur d'accélération dépend de 3 paramètres :

- Le nombre de Hatta  $Ha$  :

$$Ha = \frac{\sqrt{D_L k_2 C_{OH^-}^0}}{k_L} \quad (3-11)$$

- Le facteur de concentration-diffusion :

$$\frac{C_{OH^-}^0}{C_{CO_2}^i} \frac{D_L^{OH^-}}{D_L^{CO_2}} \quad (3-12)$$

- Le ratio entre le volume liquide par aire interfaciale et l'épaisseur du film liquide

$$Z_D = \frac{\alpha_L}{a} \frac{k_L}{D_L^{CO_2}} \quad (3-13)$$

Dans le cadre d'une réaction rapide ( $Ha > 3$ ) et  $Z_D \gg 1$ , le facteur d'accélération peut être approximé par le nombre de Hatta.

$$E \approx Ha \quad (3-14)$$

et

$$C_{CO_2}^{L,b} \approx 0 \quad (3-15)$$

Le flux absorbé s'écrit dans ce cas comme suit :

$$\phi = a \cdot \sqrt{D_L k_2 C_{OH^-}^0} \left( \frac{P_{CO_2}^{G,b}}{He} \right) \quad (3-16)$$

Ainsi connaissant la diffusivité  $D_L$ , la constante de Henry  $He$ , la constante cinétique  $k_2$ , le flux absorbé, la pression de  $CO_2$  dans le gaz et la concentration de l'hydroxyde, il est possible de remonter à l'aire interfaciale.

$$a = \frac{\phi}{\sqrt{D_L k_2 C_{OH^-}^0} \left( \frac{P_{CO_2}^{G,b}}{He} \right)} \quad (3-17)$$

Les constantes cinétique et thermodynamiques ont été prises chez Pohoericki et Moniuk (1988) (voir l'expression des constantes cinétique et thermodynamiques en Annexe III).

Deux analyseurs infrarouges ont été utilisés en entrée et sortie de la colonne afin de mesurer les concentrations de  $CO_2$ . Les ions  $OH^-$  étaient titrés avec une solution de HCl.

L'hypothèse d'un écoulement piston côté gaz est admise. La masse liquide est supposée parfaitement agitée. Ceci implique que les concentrations des différents composants présents en phase liquide sont homogènes. En d'autres termes, la différence de concentrations des différentes espèces entre l'entrée de la colonne et la sortie de celle-ci sont négligeables.

L'intégration du bilan de matière côté gaz exprimé pour un volume élémentaire entre l'entrée et la sortie de la colonne permet d'exprimer l'aire interfaciale sous la forme suivante (voir le détail du développement en Annexe III) :

$$a = \frac{He.F_0}{P_T \sqrt{(D_{AL}.k_2.C_{B0})}} \cdot \left[ \ln \left( \frac{y_A}{1-y_A} \right) + \frac{y_A}{1-y_A} \right]_S^E \quad (3-18)$$

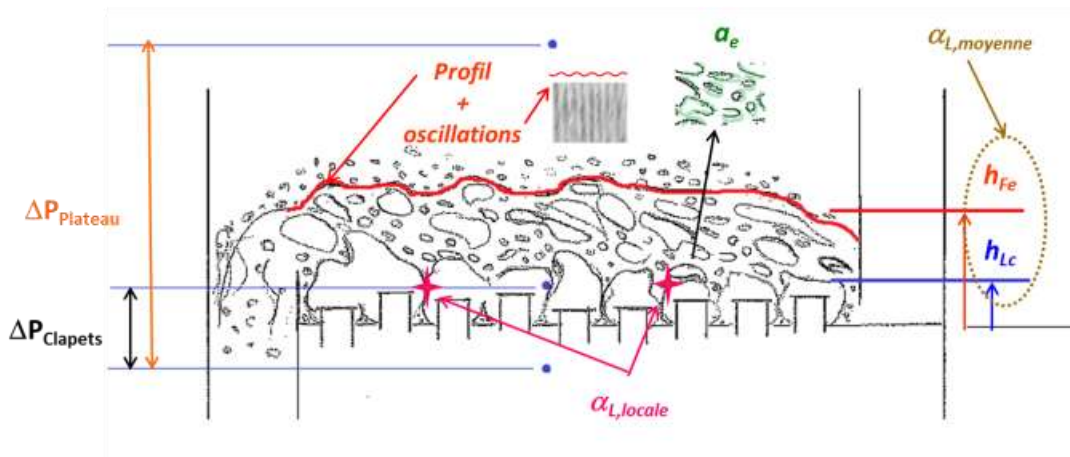
L'aire mesurée est une aire totale exprimée en  $m^2$ . L'aire d'échange est plutôt représentée par rapport à l'aire active du plateau  $Aa$  ( $m^2$ ). La colonne comporte quatre plateaux. D'où l'expression finale de l'aire interfaciale par aire active  $a''$  ( $m^2/m^2$  d'aire active):

$$a'' = \frac{a}{4Aa} = \frac{He.F_0}{4Aa.P_T \sqrt{(D_{AL}.k_2.C_{B0})}} \cdot \left[ \ln \left( \frac{y_A}{1-y_A} \right) + \frac{y_A}{1-y_A} \right]_S^E \quad (3-19)$$

L'évaluation de l'erreur relative à la mesure de l'aire interfaciale est relativement difficile. Plusieurs sources d'erreurs ont été identifiées pendant la phase de validation de la méthode expérimentale. Les différents problèmes pouvant influencer la mesure de l'aire interfaciale ainsi que les précautions prises afin de minimiser l'erreur engendrée par ces problèmes sont fournis plus en détails en Annexe III. Les tests de répétabilité des valeurs de variation de la mesure sont de 10% pour la petite colonne et de 20 % pour la grande.

### 3.3.5 Récapitulatif des mesures

Les différentes mesures présentées sont récapitulées sur la Figure 3-10. Sur cette figure, il est possible de distinguer à la fois des mesures globales (pertes de charges, hauteurs moyennes de l'émulsion et de liquide clair, la rétention moyenne et aire interfaciale d'échange) et locales (profil de l'émulsion et rétention locale de gaz).



**Figure 3-10 : Schéma récapitulatif des différents paramètres expérimentaux sur les colonnes : pertes de charge clapets  $\Delta P_{Clapets}$ , et plateau  $\Delta P_{Plateau}$ , hauteurs de liquide clair  $h_{Lc}$  et moyenne de l'émulsion  $h_{Fe}$ , profil et oscillation de l'émulsion, rétentions liquide moyenne  $\alpha_{L,moyenne}$  et locale  $\alpha_{L,locale}$  et aire interfaciale d'échange  $a_e$ .**



# Chapitre 4

## Résultats expérimentaux sur la grande colonne C3

Les différentes mesures de l'hydrodynamique et de l'aire interfaciale ont été effectuées pour les deux colonnes. Dans ce chapitre seuls les résultats sur la maquette la plus grande, C3, sont discutés en s'attachant à la description approfondie des différents phénomènes observés. La comparaison d'effets d'échelle en confrontant les résultats entre les deux colonnes sera discutée au chapitre 5 en comparant ces résultats à ceux obtenus pour la colonne C2.

Dans l'ensemble du chapitre les résultats sont présentés en fonction de la charge liquide  $L$  et du facteur cinétique gaz  $Fa$ . Ce choix de vitesses sera justifié par la suite.

### Contenu

4 Résultats expérimentaux sur la grande colonne C3.....	88
4.1 Pertes de charge .....	90
4.1.1 Perte de charge à sec $\Delta P_{Sec}$ .....	90
4.1.2 Perte de charge clapets $\Delta P_{Clapets}$ .....	90
4.1.3 Hauteur de liquide clair.....	91
4.1.4 Perte de charge plateau $\Delta P_{Plateau}$ .....	93
4.2 Hauteur de l'émulsion $h_{Fe}$ .....	95
4.2.1 Hauteur moyenne de l'émulsion $h_{Fe}$ .....	95
4.2.2 Profils de l'émulsion.....	96
4.3 Rétention liquide.....	99
4.3.1 Rétention liquide moyenne $\alpha_L$ sur le plateau .....	99
4.3.2 Rétention liquide locale .....	99
4.4 Aire interfaciale .....	101
4.5 Diagramme opérationnel.....	103
4.6 Proposition de corrélations .....	105
4.6.1 Perte de charge à sec.....	105

4.6.2 Perte de charge clapets .....	105
4.6.3 Hauteur de liquide clair .....	107
4.6.4 Rétention liquide moyenne .....	108
4.6.5 Hauteur moyenne de l'émulsion .....	109
4.6.6 Transitions pour le diagramme opérationnel .....	110

## 4.1 Pertes de charge

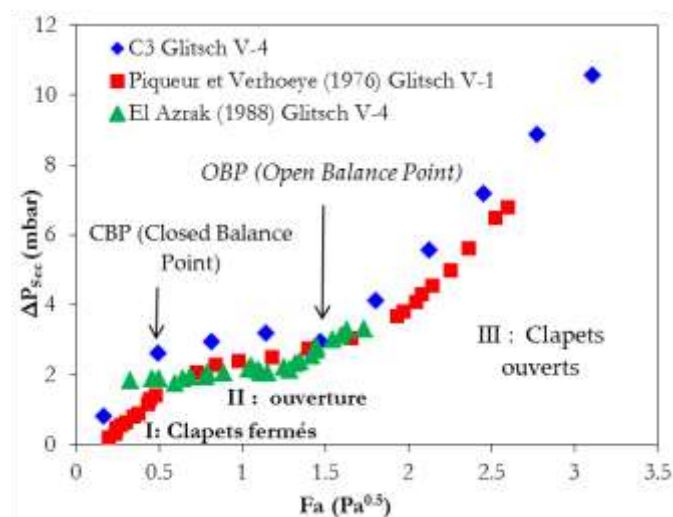
La perte de charge plateau étant la somme de plusieurs contributions, celles-ci seront discutées avant d'analyser l'effet que chacune sur la perte de charge totale. Les deux termes de perte de charge clapets et hauteur de liquide clair constituent les termes d'intérêt en fonctionnement diphasique mais la perte de charge à sec est également présentée ici.

### 4.1.1 Perte de charge à sec $\Delta P_{Sec}$

La perte de charge à sec  $\Delta P_{Sec}$  correspond à la perte de charge en absence de liquide. Elle présente une évolution classique avec trois zones caractéristiques correspondant aux clapets respectivement fermés, en ouverture progressive et totalement ouverts (voir Figure 4-1).

Théoriquement, la perte de charge à sec pour la troisième zone augmente comme le carré de la vitesse gaz (Lockett, 1986). Les résultats expérimentaux montrent une dépendance plus faible, égale à 1.7 conforme à ce qui est reporté dans la littérature.

Des résultats comparables, reportés par El Azrak (1988) et Piqueur et Verhoeve (1979), sur des colonnes circulaires de diamètre 0.45 m et 0.3 m respectivement, sont présentés sur la Figure 4-1.



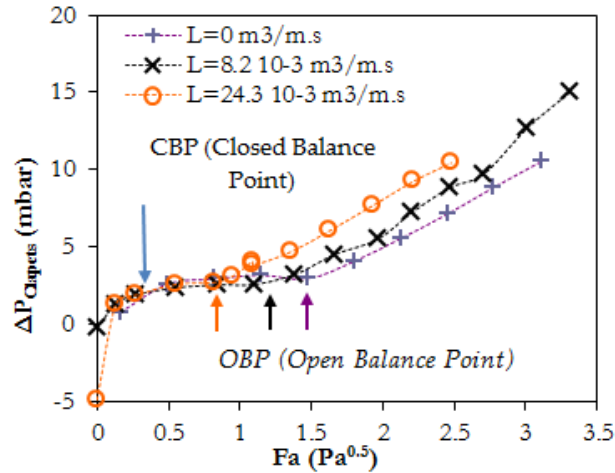
**Figure 4-1 : Zones caractéristiques de la perte de charge à sec et comparaison aux données de la littérature. CBP : point de fermeture des clapets (Closure Balance Point). OBP : point d'ouverture des clapets (Open Balance Point)**

### 4.1.2 Perte de charge clapets $\Delta P_{Clapets}$

L'ensemble des pertes de charges clapets, ainsi que la perte de charge à sec sont présentées en fonction du facteur cinétique gaz pour différentes charges liquide sur la Figure 4-2.

La perte de charge clapets est la perte de charge localisée de part et d'autre des clapets en écoulement diphasique.

Les mêmes zones caractérisant la perte de charge à sec sont retrouvées pour les courbes de pertes de charge clapets. Sur la première zone, correspondant à des clapets fermés, des pertes de charge négatives sont relevées. Celles-ci peuvent s'expliquer par le pleurage sur cette zone (liquide en charge dans les perforations). De telles valeurs négatives ont été relatées dans la littérature (Brambilla, 1976).



**Figure 4-2 : Les 3 zones caractéristiques de la perte de charge clapets  $\Delta P_{Clapets}$  et dépendance du point d'ouverture OBP à la charge liquide.**

Comme le montre la Figure 4-2, le point d'ouverture (OBP) est dépendant de la charge liquide. En augmentant la vitesse liquide sur le plateau le facteur cinétique minimal requis pour l'ouverture de l'ensemble des clapets diminue. L'augmentation de la vitesse liquide semble créer une dépression qui assiste l'ouverture des clapets.

Dans la littérature la perte de charge clapets est généralement confondue avec la perte de charge à sec. Malgré un comportement similaire, une influence du débit liquide est observée en particulier en ce qui concerne le point d'ouverture des clapets. Certains auteurs intègrent une dépendance de cette perte de charge au débit liquide. Hofhuis (1980) par exemple considère un coefficient d'orifice dépendant d'un nombre de Froude au trou. Chen et Fan (1995) proposent en présence de pleurage conséquent de considérer dans l'expression de la perte de charge à sec un facteur dépendant de la hauteur de liquide clair et de la rétention liquide moyenne.

Par ailleurs, l'espace disponible au passage du gaz en écoulement diphasique est différent de celui d'un écoulement monophasique gaz. Cet espace disponible est réduit par la présence du liquide dans les déversoirs. La vitesse caractéristique gaz en présence et en absence de l'écoulement liquide est par conséquent différente et il est plus prudent de considérer les deux pertes de charges clapets et à sec séparément.

#### 4.1.3 Hauteur de liquide clair $h_{Lc}$

Les résultats de la hauteur de liquide clair, estimée à partir de la mesure d'une perte de charge au niveau de l'émulsion, en fonction du facteur cinétique gaz  $Fa$  pour différentes charges liquides  $L$  sont présentés sur la Figure 4-3. La hauteur de liquide clair augmente en augmentant le débit liquide.

À charge liquide fixe, deux zones caractéristiques peuvent être distinguées :

- La première présente une augmentation de la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  avec le facteur cinétique gaz  $Fa$ . Elle est caractérisée par un fort taux de pleurage. On parle de zone de fuites. La fin de cette zone est marquée par un maximum pour  $h_{Lc}$ .
- La deuxième zone se caractérise par la diminution de la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  avec le facteur cinétique jusqu'à atteindre un plateau.

L'augmentation de la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  pendant la première phase est due à la diminution du pleurage. Celui-ci est inhibé par l'augmentation de la vitesse gaz au trou.

Le maximum de  $h_{Lc}$  dépassé, le pleurage persiste sur la deuxième zone mais avec des taux beaucoup moins importants.

Le facteur cinétique  $Fa$  correspondant à la fin de la zone de fuites décroît avec la charge liquide. Ceci traduit, comme dans le cas de la perte de charge des clapets, l'effet de l'inertie du liquide qui facilite l'accès du gaz au plateau et contribue, ainsi, à la diminution des fuites.

La perte de charge émulsion englobe, en plus de la hauteur hydrostatique, plusieurs contributions qui ont été négligées. Il s'agit essentiellement de la perte de charge due au frottement au niveau de l'émulsion. Ce frottement, qu'il s'agisse de l'interaction entre les deux phases ou des effets de viscosité, augmente avec l'augmentation des vitesses liquide et gaz sur le plateau et se traduirait ainsi par une augmentation de la perte de charge émulsion. Hors celle-ci présente au contraire une diminution avec l'augmentation du facteur cinétique gaz  $Fa$ . Par conséquent les termes négligés devant la hauteur de liquide claire  $h_{Lc}$  ne peuvent expliquer cette diminution.

Une explication plausible pour la diminution  $h_{Lc}$  consiste à admettre que les fortes vitesses gaz sur le plateau assistent l'évacuation du liquide vers le barrage de sortie (El-Azrak, 1988).

La hauteur de liquide clair étant peu sensible au type de clapets (Liang et al, 2008 ; Piqueur et Verhoeve, 1976), la Figure 4-4 présente une comparaison des résultats sur la colonne C3 avec des résultats de Dhulesia (1984) sur colonne rectangulaire ( $D=1.2$  m), Fasesan (1987) sur colonne circulaire ( $D=0.63$  m) et Mustafa et Békássy-Molnár (1997) sur colonne circulaire ( $D=0.4$  m). Les résultats montrent un accord plutôt satisfaisant avec les points de la littérature. La première phase d'augmentation de la hauteur  $h_{Lc}$  n'est pas reportée par les différents travaux en raison d'une gamme de facteur cinétique gaz plus restreinte que pour cette étude.

La dépendance au facteur cinétique pour la C3 est comparable à celle reportée par Mustafa et Békássy-Molnár (1997) et Fasesan (1987). Par contre l'effet du facteur cinétique gaz semble plus marqué pour les points de Dhulesia (1984) en particulier aux forts facteurs cinétiques.

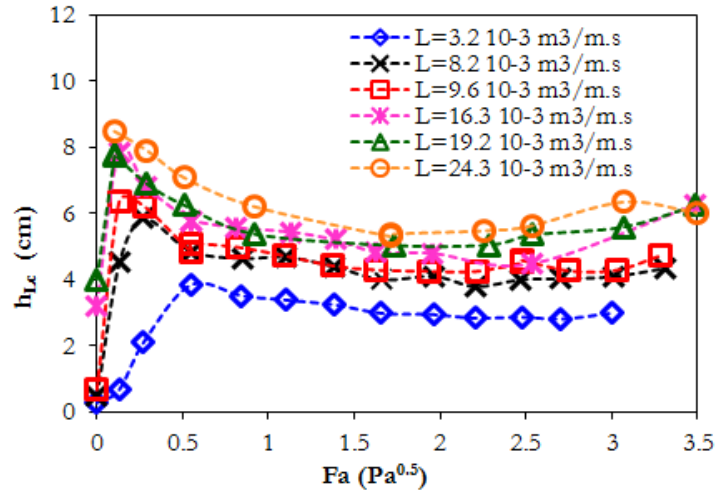


Figure 4-3 : Hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  en fonction du facteur cinétique gaz pour différentes charges liquide  $L$

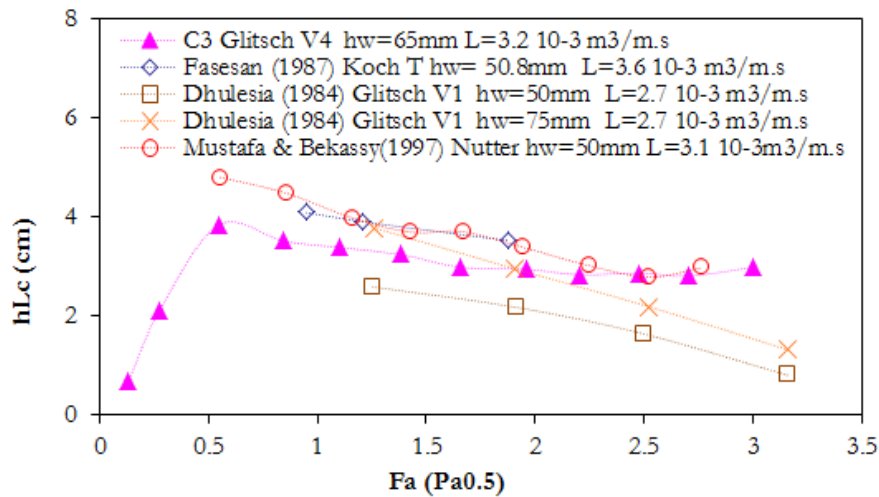


Figure 4-4 Comparaison de la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  avec des points de la littérature pour une charge liquide proche de  $L=3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s.}$

#### 4.1.4 Perte de charge plateau $\Delta P_{\text{Plateau}}$

La perte de charge plateau est la somme des pertes de charge clapets et émulsion sur le plateau.

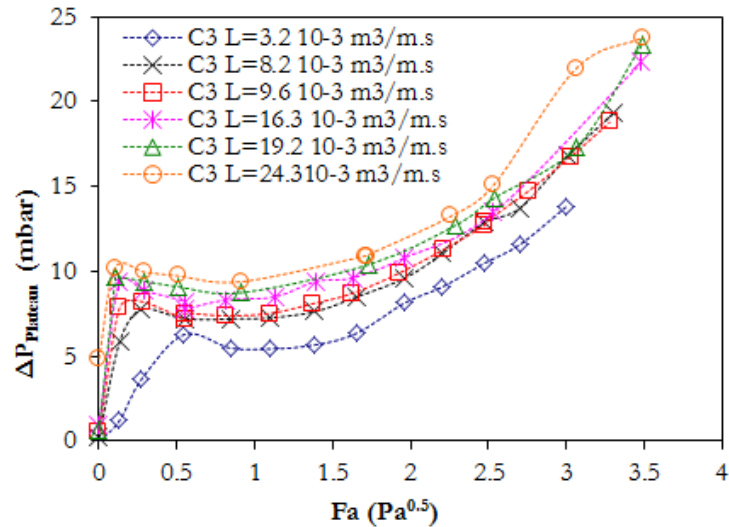
La Figure 4-5.a présente l'ensemble des résultats expérimentaux pour différentes charges liquide et un facteur cinétique gaz croissant. La Figure 4-5.b reporte le poids relatif de chacune des pertes de charges clapets et émulsion sur la perte de charge totale.

A charge liquide fixe, trois zones sont identifiables pour  $\Delta P_{\text{Plateau}}$  :

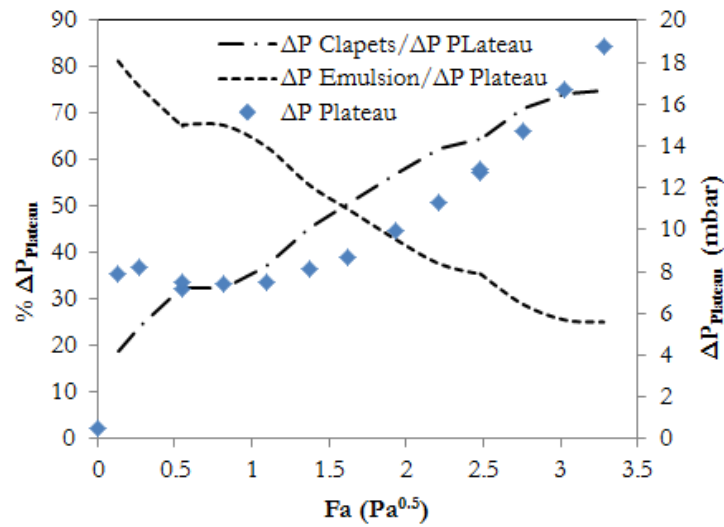
- La première zone correspond à la zone des fuites. Un maximum local de perte de charge plateau indique la fin de cette première phase. Ce maximum coïncide avec le maximum de hauteur de liquide clair reporté au paragraphe précédent. La perte de charge

prépondérante pendant cette phase est celle correspondant à la hauteur de liquide clair sur le plateau (Figure 4-5.b).

- La deuxième zone correspond à une légère diminution suivie d'une stagnation de la perte de charge totale. Ceci s'explique par la stagnation de la perte de charge clapets et la légère diminution puis stagnation de la perte de charge émulsion. Les pertes de charge clapets et émulsion sont comparables.
- Pour la troisième zone la perte de charge clapets devient dominante et la perte de charge plateau augmente fortement.



a



b

Figure 4-5 : a. Résultats de la perte de charge plateau en fonction du facteur cinétique gaz  $Fa$  pour différentes charges liquide  $L$ . b. Poids relatifs des pertes de charge clapets et émulsion dans la perte de charge totale.

## 4.2 Hauteur de l'émulsion $h_{Fe}$

### 4.2.1 Hauteur moyenne de l'émulsion $h_{Fe}$

Les résultats de la hauteur d'émulsion moyenne sur le plateau sont reportés sur la

Figure 4-6. Ces résultats sont présentés en fonction du facteur cinétique gaz pour différentes charges liquide.

La hauteur de l'émulsion  $h_{Fe}$  est une fonction croissante du facteur cinétique gaz  $Fa$  et de la charge liquide  $L$ . Peu de données existent pour la hauteur de l'émulsion dans la littérature. Sur la Figure 4-7.a, une comparaison aux points de Mustafa et Békássy-Molnár (1997) pour  $L=3.1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  et ceux de El-Azrak (1988) à  $L=4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  pour deux hauteurs de barrage différentes est présentée.

Dans ces deux travaux de référence, la mesure de la hauteur de l'émulsion s'est faite directement sur la colonne à l'aide d'une règle graduée mais El Azrak localise une position du maximum de l'émulsion sur le plateau. Les résultats sur la C3 sont en accord avec ceux de Mustafa et Békássy-Molnár (1997) alors qu'El Azrak (1988) présente des valeurs de  $h_{Fe}$  plus importantes.

Les résultats, présentés sur la Figure 4-7.b, reportent le maximum de hauteur d'émulsion sur le plateau. Pour les faibles  $Fa$  les résultats sont proches. En revanche à plus fort facteur cinétique  $Fa$  ( $Fa > 1.3 \text{ Pa}^{0.5}$ ) les points d'El Azrak s'écartent significativement des points C3. Cet écart, également observé pour les points de Mustafa et Békássy-Molnár (1997) sur des valeurs moyennes de hauteur d'émulsion (pour  $Fa > 2.5 \text{ Pa}^{0.5}$ ), pourrait être dû au moussage. Ce phénomène, évité par l'ajout d'un antimousse sur la C3, a pour conséquence l'augmentation de la hauteur de l'émulsion (voir Annexe III).

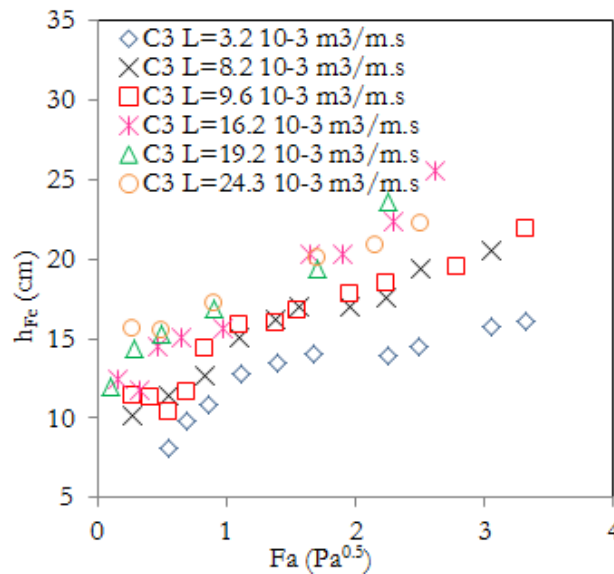
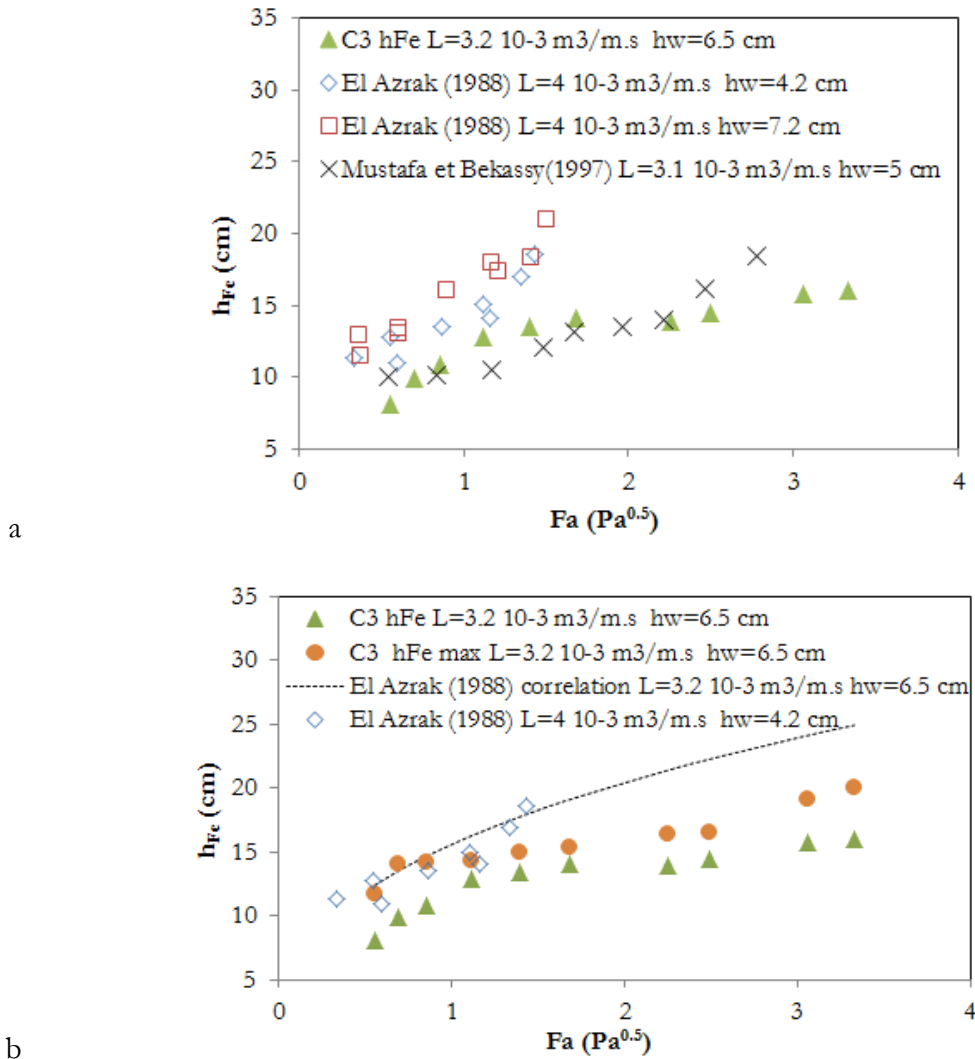


Figure 4-6 : Hauteur d'émulsion moyenne  $h_{Fe}$  sur la colonne C3 pour différentes charges liquide  $L$  en fonction du facteur cinétique gaz  $Fa$ .



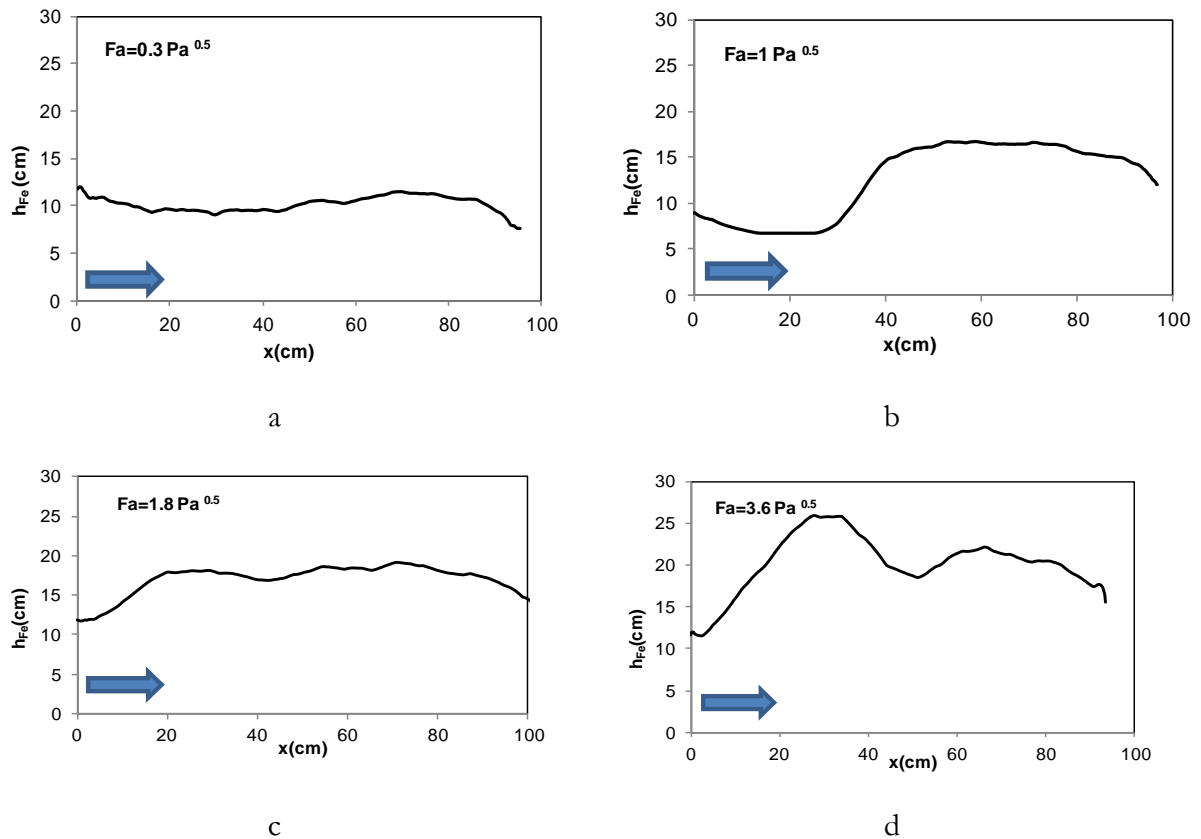


**Figure 4-7 : Comparaison des points expérimentaux de hauteur d'émulsion sur la colonne C3 aux points de la littérature**

#### 4.2.2 Profils de l'émulsion

A charge liquide fixe, la variation de la vitesse gaz entraîne une évolution du profil de l'émulsion qui est reproduite pour l'ensemble des débits liquide étudiés. Les allures, présentant des caractéristiques similaires de forme et d'oscillation temporelle, ont pu être identifiées et regroupées en quatre régimes. Les Figure 4-8.a à d illustrent, pour une valeur de charge liquide fixe de  $L=8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ , les quatre familles de profils distinguées. On se reportera en Annexe IV pour l'ensemble des profils.

Une analyse plus fine de l'ensemble des profils est proposée sur la base des critères de fluctuation et de déviation tels que décrits au chapitre 3.



**Figure 4-8 : Profils d'émulsion pour une charge liquide  $L=8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  à différents facteurs cinétiques  $Fa$ . La flèche indique la direction de l'écoulement liquide.**

La Figure 4-9 présente les résultats du critère de fluctuation. Le critère de déviation à la planéité est, lui, présenté sur la Figure 4-10.

A charge liquide fixe, l'évolution de ces deux critères avec le facteur cinétique gaz révèle quatre zones de fonctionnement.

Pour les deux premières zones, aux faibles  $Fa$ , la fluctuation temporelle des profils est remarquable et indique des régimes de pleurage. Pour ces gammes de facteur cinétique les clapets, ainsi que la hauteur de l'émulsion, oscillent fortement. De façon plus fine, on a :

- une première zone associée à une faible déviation à la planéité mais d'importantes fluctuations temporelles. Ceci correspond au domaine de fuites. Les clapets s'ouvrant et se fermant de manière simultanée, le profil reste relativement plat sur le plateau (Figure 4-8 a).
- une deuxième zone caractérisée par des valeurs importantes de déviation à la planéité. Cela traduit l'apparition de non-homogénéités sur le plateau dues à des passages préférentiels gaz : certains clapets sont quasiment tout le temps ouverts alors que d'autres oscillent encore. La fin de cette zone indique l'ouverture de tous les clapets et la fin du fort pleurage (Figure 4-8 b).
- La troisième zone est caractérisée par des profils homogènes (hors non-homogénéités locales à l'entrée et la sortie du plateau) et faiblement oscillants (Figure 4-8 c).

- La dernière zone correspond à la réapparition de non-homogénéités dues à l'augmentation de la vitesse gaz et à des passages préférentiels et mal-distributions du gaz. Les zones en surélévation sur le plateau continuent à se développer en augmentant la vitesse gaz jusqu'à atteindre le plateau supérieur. Cette dernière limite correspond à l'installation de l'engorgement (Figure 4-8 d).

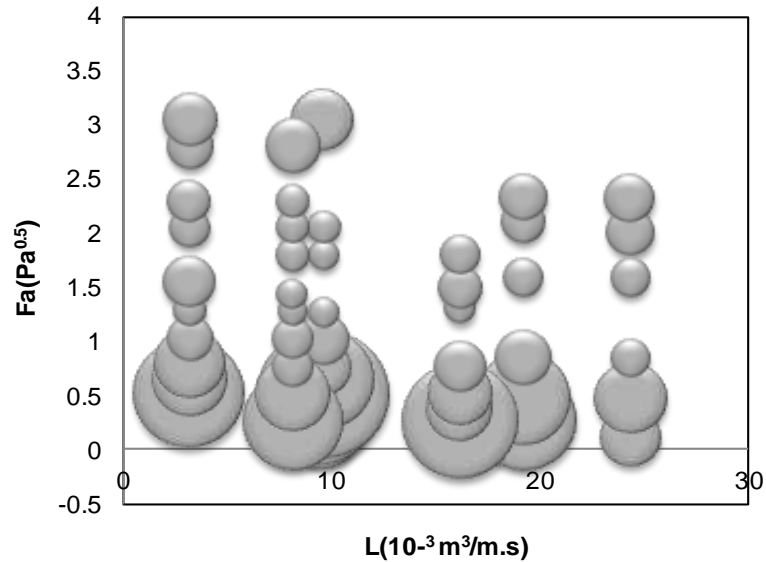


Figure 4-9 : Critère de fluctuation en fonction de la charge liquide  $L$  et du facteur cinétique  $Fa$ . Le diamètre des cercles est proportionnel au critère de fluctuation.

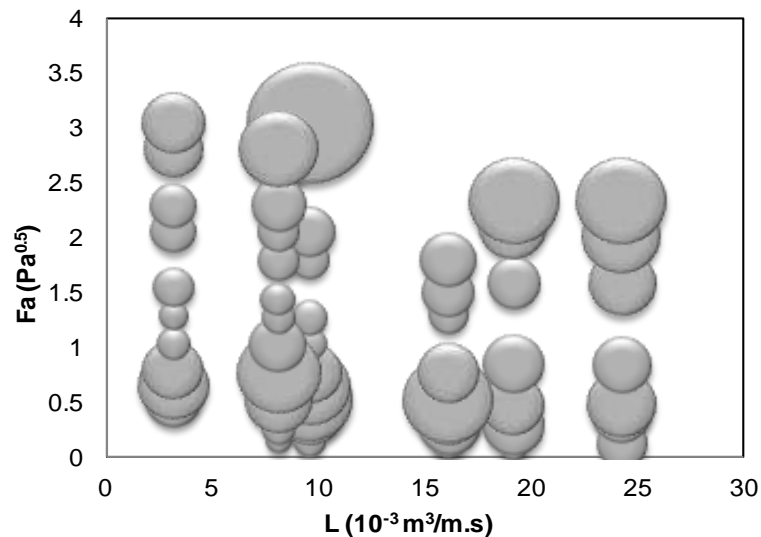
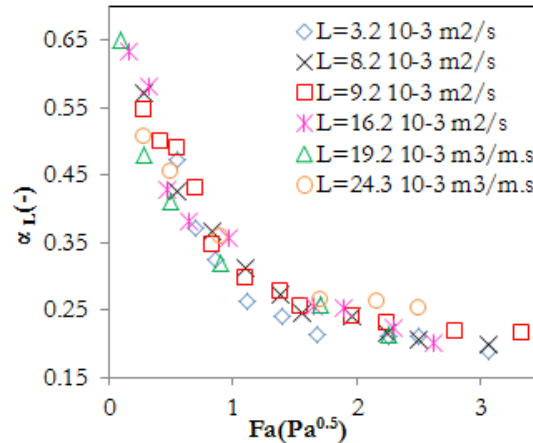


Figure 4-10 : Critère de déviation à la planéité en fonction de la charge liquide  $L$  et du facteur cinétique  $Fa$ . Le diamètre des cercles est proportionnel au critère de déviation à la planéité.

## 4.3 Rétention liquide

### 4.3.1 Rétention liquide moyenne $\alpha_L$ sur le plateau

En utilisant les deux hauteurs de liquide clair et d'émulsion sur le plateau, une rétention liquide moyenne peut être estimée. La Figure 4-11 montre les résultats sur la colonne C3 en fonction du facteur cinétique pour différentes charges liquides.

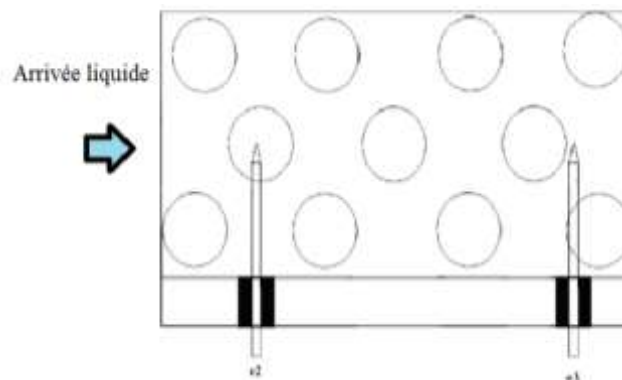


**Figure 4-11 : Rétention liquide moyenne  $\alpha_L$  sur la colonne C3 pour différentes charges liquide  $L$ .**

La rétention liquide décroît rapidement avec l'augmentation du facteur cinétique  $Fa$  jusqu'à atteindre une phase de saturation. La dépendance vis-à-vis du débit liquide est très faible et la rétention liquide peut être décrite comme étant essentiellement une fonction décroissante du facteur cinétique  $Fa$  tel que reporté par plusieurs auteurs (Bennett et al, 1983 ; Liang et al, 2008).

### 4.3.2 Rétention liquide locale

En complément de la rétention moyenne sur le plateau, des sondes optiques ont permis de mesurer la rétention locale en deux positions sur le plateau (cf Figure 4-12) : juste au-dessus d'un clapet d'une part et à la sortie d'un clapet d'autre part. Les deux sondes sont positionnées au milieu de la colonne à 2 cm au-dessus du plateau.



**Figure 4-12 : Positions des sondes optiques dans la colonne C3 (vue de dessus)**

Les résultats de ces mesures locales sont reportés sur la Figure 4-13 en fonction du facteur cinétique. Comme pour la rétention moyenne, les rétentions locales sont faiblement dépendantes de la charge liquide. Cela est d'autant plus vrai pour la rétention en sortie de clapet (position e3). La sonde est directement confrontée à l'arrivée du gaz dont l'inertie contrôle entièrement l'écoulement local à cette position (voir Figure 4-13 b).

Pour la deuxième sonde (e2), située au-dessus d'un clapet, un léger effet de la charge liquide peut être observé et une rétention globalement plus forte que pour la précédente position est notée (voir Figure 4-13 a).

Une telle dépendance de la rétention à l'emplacement des injecteurs gaz est attendue, surtout à une distance aussi proche du plateau (2 cm pour les sondes contre 0.9 cm pour la levée maximale des clapets). Pinczewski et Fell (1974 et 1975), sur des plateaux perforés, observent également, pour des hauteurs proches du plateau, une dépendance de la rétention liquide à la position par rapport aux orifices.

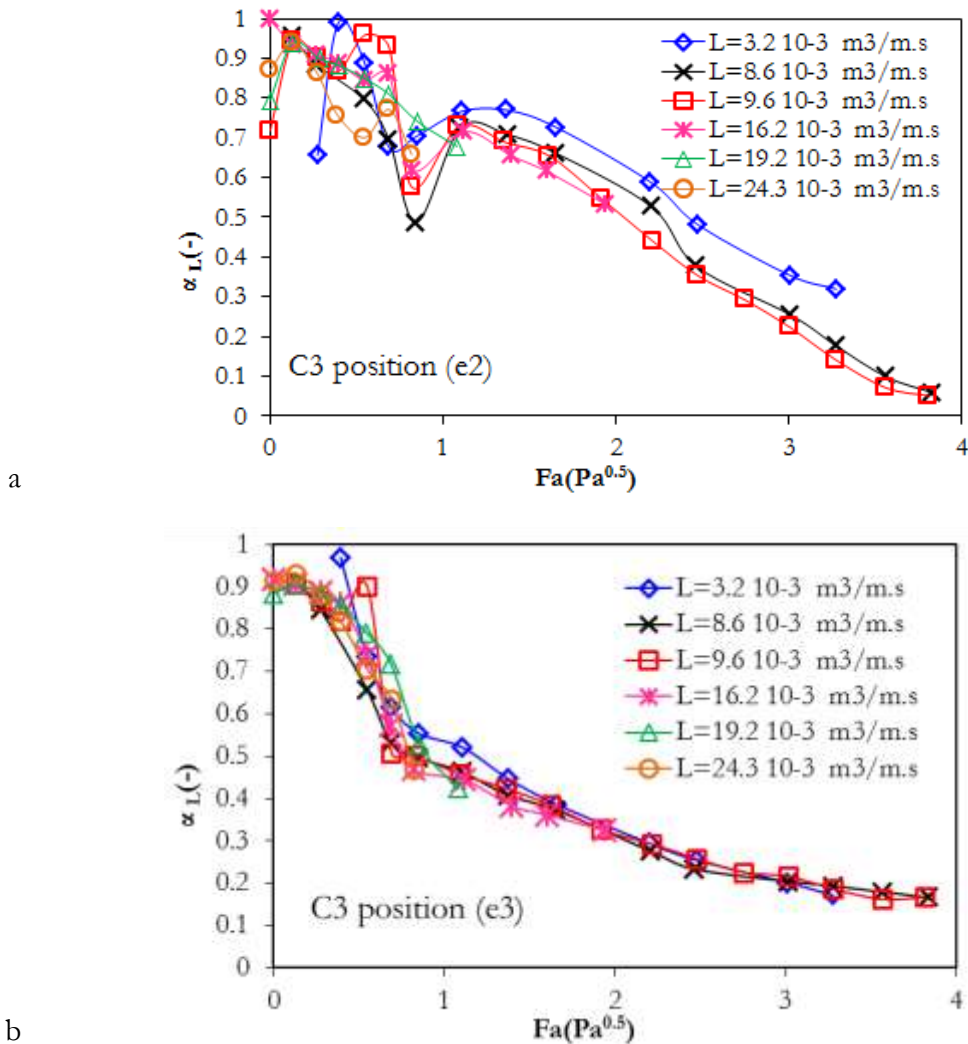


Figure 4-13 : Rétention liquide locale aux deux positions e2 et e3 (voir Figure 4-12)

La comparaison des valeurs locales à la rétention moyenne, estimée à partir des hauteurs de liquide clair et de l'émulsion, est présentée sur la Figure 4-14. On retrouve que la valeur moyenne est plus faible que les valeurs locales. Celles-ci, proches du plateau, sont situées dans une couche à priori à liquide continu, ce qui justifie une rétention plus importante que la moyenne sur l'ensemble du plateau.

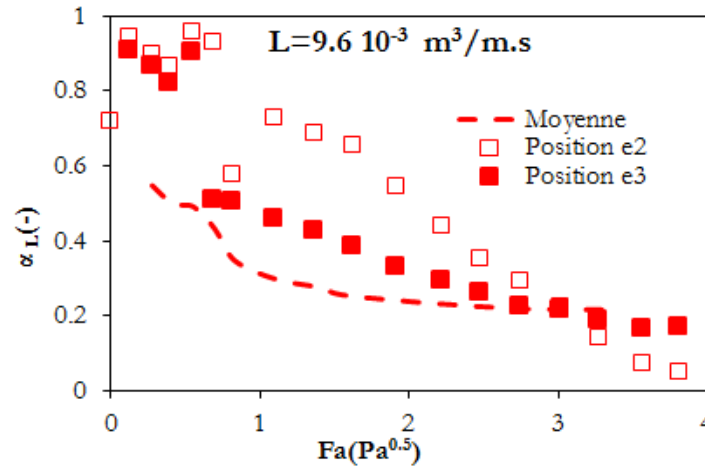


Figure 4-14 : Comparaison entre rétention locale et rétention moyenne sur le plateau

#### 4.4 Aire interfaciale

L'aire interfaciale  $a$ , normalisée par l'aire active du plateau (aire du plateau contenant les clapets), est notée  $a''$ . Les résultats sont présentés sur la Figure 4-15.

Globalement, l'aire interfaciale croît avec l'augmentation de la charge liquide.

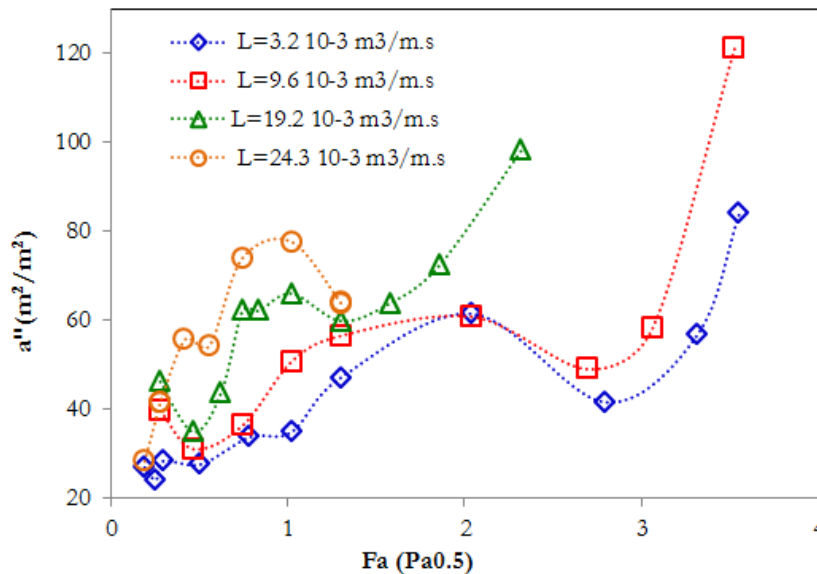
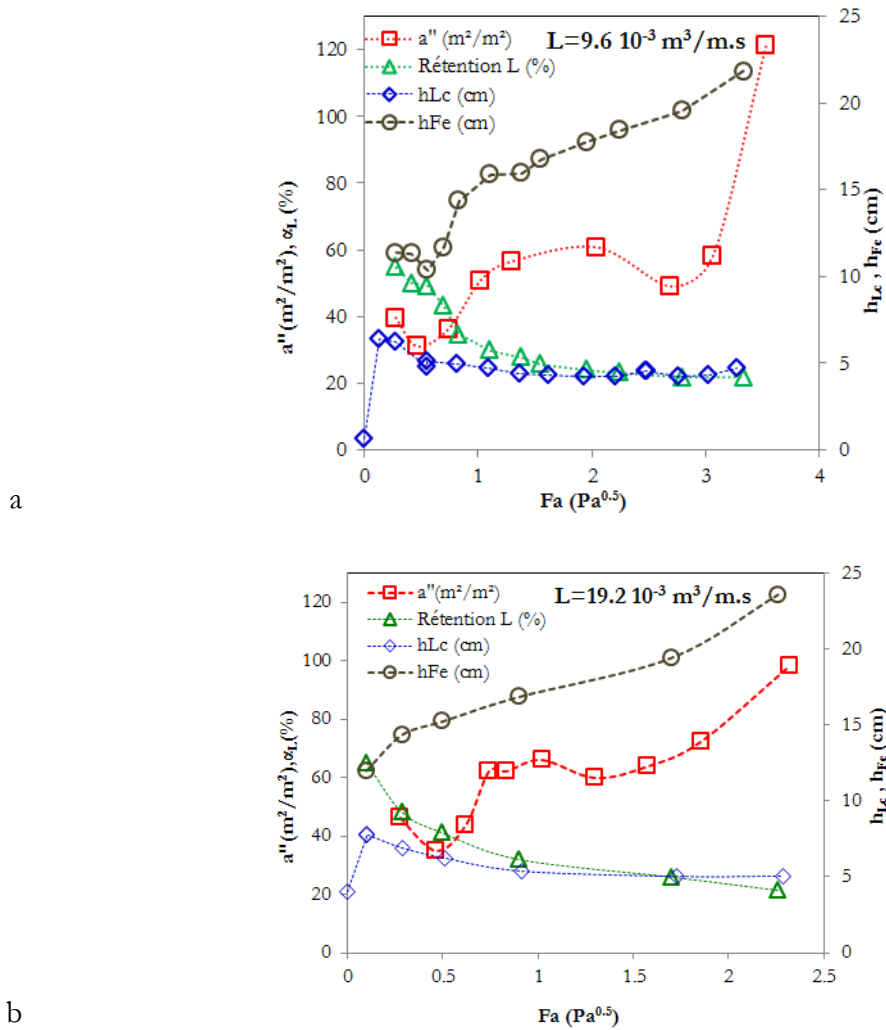


Figure 4-15 : Aire interfaciale ramenée à l'aire active du plateau en fonction du facteur cinétique gaz pour différentes charges liquide

A vitesse liquide fixe, l'évolution de l'aire interfaciale avec le facteur cinétique gaz présente plusieurs phases.

- Une première phase est caractérisée par l'augmentation de l'aire interfaciale avec la vitesse gaz. Sur cette première zone, la rétention liquide diminue fortement ce qui correspond à l'augmentation de la rétention gaz (voir Figure 4-16). Par ailleurs, la hauteur de liquide clair augmente. L'émulsion est plus haute et plus aérée, ce qui explique l'augmentation de l'aire interfaciale.
- La deuxième zone correspond à une légère stagnation de l'aire. Cette stagnation correspond également à un plateau pour la hauteur de liquide clair et une diminution modérée de la rétention liquide. La hauteur d'émulsion augmente sur cette zone. Une telle augmentation face à la stagnation de l'aire interfaciale suggère des changements au niveau des formes des inclusions.
- La troisième zone présente une augmentation brutale de l'aire interfaciale alors que l'évolution du reste des paramètres ne présente pas de rupture aussi importante. A des vitesses gaz aussi importantes, l'engorgement est proche et les inclusions sont très fines ce qui expliquerait l'augmentation brusque de l'aire interfaciale. Par ailleurs à ces conditions, le liquide est fortement atomisé par les jets gaz et la mesure de l'aire interfaciale doit être considérée avec beaucoup de précaution à cause de la non-validité de certaines hypothèses permettant l'exploitation des résultats du flux de gaz absorbé. La valeur du facteur cinétique correspondant à la transition vers cette troisième zone diminue avec l'augmentation de la charge liquide  $L$ . Cette diminution s'explique par le changement du type d'engorgement approché :
  - À faibles charges liquide ( $L=3.2$  et  $9.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ ) l'engorgement est de type engorgement de jets. Cet engorgement présente une faible dépendance au débit liquide (Kister, 1992).
  - À plus fortes charges liquides ( $L=19.2$  et  $24.3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ ) l'engorgement qui se produit est un engorgement d'émulsion voire de déversoir. Ces types d'engorgement sont, contrairement à l'engorgement de jets, fortement dépendants de la charge liquide. L'augmentation de celle-ci entraîne l'apparition plus précoce de l'engorgement, ce qui est conforme à la tendance observée sur les courbes de l'aire interfaciale.



**Figure 4-16 : Évolution de l'aire interfaciale, de la rétention liquide et des hauteurs de liquide clair et de l'émulsion pour une charge liquide  $L$  fixe en fonction du facteur cinétique gaz  $Fa$ . a.  $L=9.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  b.  $L=19.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ .**

## 4.5 Diagramme opérationnel

Sur l'ensemble des paramètres hydrodynamiques étudiés, différents points de transition ont été identifiés. L'ensemble de ces points est compilé dans le but de faire un rapprochement entre les différentes transitions et pouvoir ainsi fournir un diagramme opératoire sur la grande colonne C3.

Les facteurs cinétiques à la transition sont représentés en fonction de la charge liquide sur la Figure 4-17.

Les transitions repérées sont :

- la transition sur la hauteur de liquide clair (maximum de  $h_{Lc}$ ),
- la transition sur la perte de charge clapets (point d'ouverture OBP),
- les 1<sup>ère</sup>, 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> transitions sur les caractéristiques des profils d'émulsion,



- et les 1<sup>ère</sup> et 2<sup>ème</sup> transitions sur les courbes d'aire interfaciale.

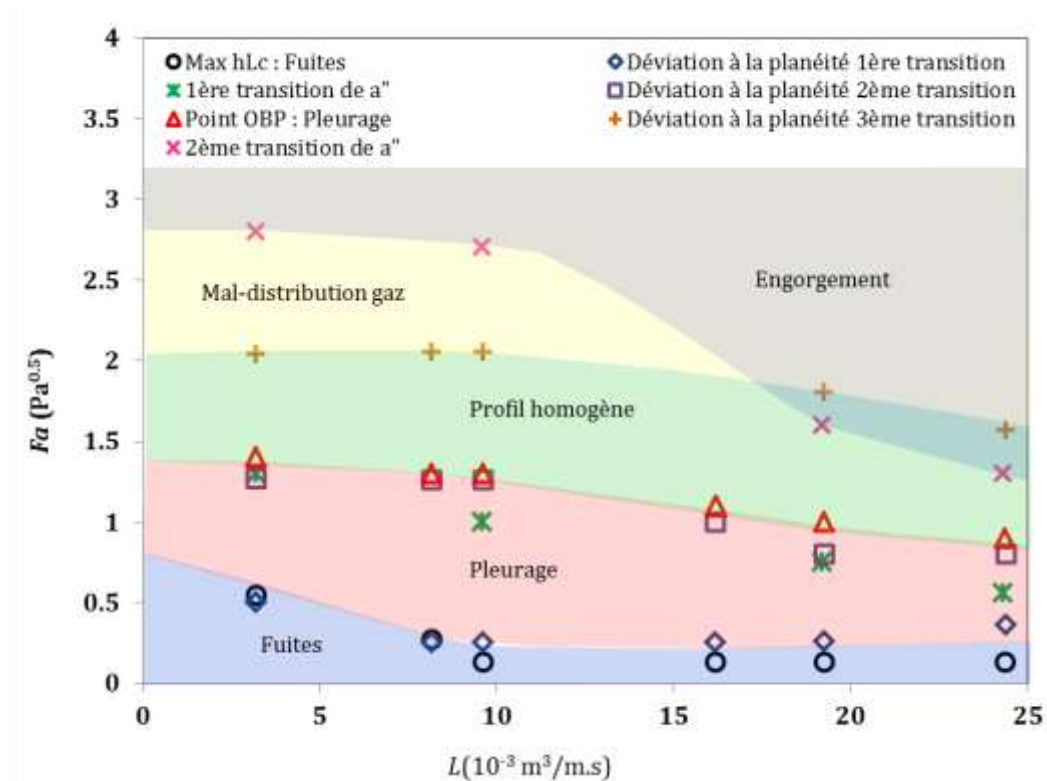


Figure 4-17 : Diagramme opératoire proposé pour la grande colonne C3

Les transitions concordantes sont associées au même phénomène. Il s'agit de :

- concordance entre le maximum de la hauteur de liquide clair et la première transition du critère de déviation des profils
- concordance entre la 2<sup>ème</sup> transition du critère de déviation, le point d'ouverture des clapets (OBP) et la première transition de l'aire interfaciale.

Finalement quatre transitions opératoires sont détectées sur la grande colonne C3 :

- La première transition correspond à la fois au maximum de hauteur de liquide clair et à la première transition liée à la planéité des profils de l'émulsion: il s'agit de la limite du domaine des fuites. Pour la gamme de vitesses gaz et liquide située au-dessous de cette transition, les perforations alternent entre écoulement liquide et écoulement gaz.
- La deuxième limite correspond à la fois au point d'ouverture des clapets (OBP), à la deuxième transition repérée par le critère de déviation à la planéité des profils ainsi qu'à la première transition de l'aire interfaciale. Elle représente la fin des instabilités des clapets et l'établissement d'un régime pour lequel tous les clapets sont ouverts. Cela engendre une diminution nette du pleurage sur le plateau. Pour cette raison, la transition est nommée limite de pleurage. La stabilité de l'émulsion (rétention moyenne et hauteur de liquide clair) en plus de la diminution nette du pleurage explique le passage de l'aire interfaciale à une phase de stagnation.

- La troisième transition correspond à la troisième transition identifiée à partir des profils d'émulsion. Elle correspond à l'apparition des non-homogénéités sur le plateau, signe de l'établissement de passages préférentiels gaz. Ici, elle est considérée comme une limite de pré-engorgement puisqu'une augmentation du débit gaz conduit au développement des non-homogénéités jusqu'à atteindre le plateau supérieur et ainsi causer l'engorgement.
- Finalement la dernière transition repérée sur les courbes de l'aire interfaciale semble correspondre à l'engorgement. Pour les fortes charges liquide cette limite tombe au-dessous de la transition de pré-engorgement. A ces charges liquides, l'engorgement est de type déversoir. Le développement des non-homogénéités sur le plateau avec l'augmentation du débit gaz n'est pas le facteur conduisant à l'engorgement mais c'est le retour liquide en provenance du déversoir qui en est responsable.

## 4.6 Proposition de corrélations

Dans ce paragraphe, les tendances observées pour l'évolution des différents paramètres en fonction des débits liquide et gaz sont résumées par la proposition de corrélations empiriques.

Pour la construction des différentes corrélations, l'intérêt est porté sur la variation de la grandeur étudiée avec les paramètres corrélatifs choisis et non sur l'homogénéité dimensionnelle de la corrélation. Par conséquent les différentes constantes présentes dans les corrélations proposées ne sont pas forcément sans dimension. On reviendra dans le chapitre suivant sur la cohérence dimensionnelle.

### 4.6.1 Perte de charge à sec

La perte de charge à sec est fonction de la vitesse gaz et des caractéristiques géométriques de la colonne et des clapets. Sur la dernière zone pour laquelle tous les clapets sont ouverts, une dépendance à la vitesse gaz égale à 1.7 était observée. Ainsi la corrélation suivante est proposée :

$$\Delta P_{Sec} = 1.5 \cdot Fa^{1.7} \quad (4-1)$$

L'erreur relative de cette corrélation est de 1.5% par rapport aux points expérimentaux sur la C3.

### 4.6.2 Perte de charge clapets

La perte de charge clapets est semblable à la perte de charge à sec à la différence près d'une dépendance du point d'ouverture (OBP) des clapets à la charge liquide.

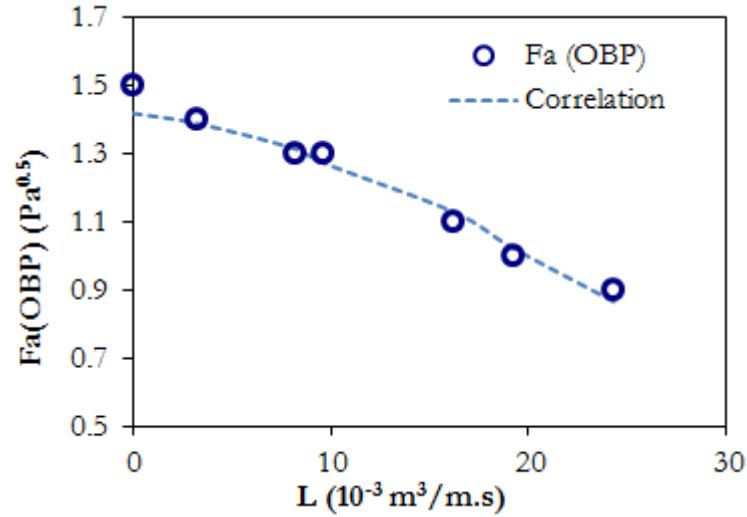
La dépendance du facteur cinétique gaz au point d'ouverture  $Fa_{OBP,L}$  à la vitesse liquide semble liée à une dépression créée par l'inertie liquide sur le plateau. Cette inertie est ainsi utilisée pour proposer une corrélation pour  $Fa_{OBP,L}$  :

$$Fa_{OBP,L}^2 = 2.1 - 9 \times 10^{-3} \rho_L U_L^2 \quad (4-2)$$

avec la vitesse liquide calculée comme suit :

$$U_L = \frac{Q_L}{L_w \times h_{Lc}} \quad (4-3)$$

Les résultats de cette corrélation en comparaison avec les points expérimentaux sont présentés sur la Figure 4-18. L'erreur par rapport aux points expérimentaux de cette corrélation est de 6%.



**Figure 4-18 : Évolution de  $Fa_{OBP}$ ,  $L$  en fonction de la charge liquide**

En tenant compte du décalage du point d'ouverture, une corrélation de la perte de charge clapets sur la troisième zone est proposée. Celle-ci est sous la même forme que la corrélation de la perte de charge à sec mais avec une prise en compte de l'effet de la charge liquide :

$$\Delta P_{Clapets} = 3400 L^{0.11} Fa^{1.61} \quad (4-4)$$

Les résultats sont présentés sur la Figure 4-19. L'erreur relative maximale de cette corrélation est évaluée à  $\pm 14\%$  (voir Figure 4-20).

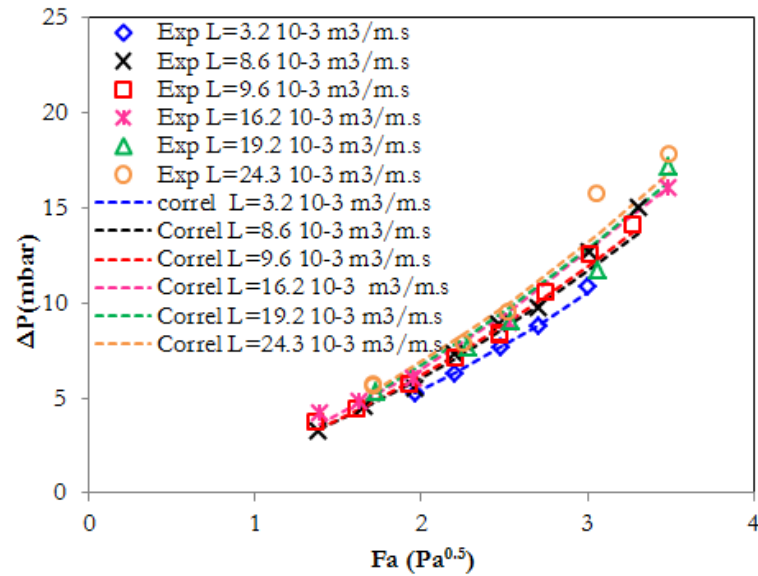


Figure 4-19 Corrélation de la perte de charge clapets sur la zone de clapets totalement ouverts

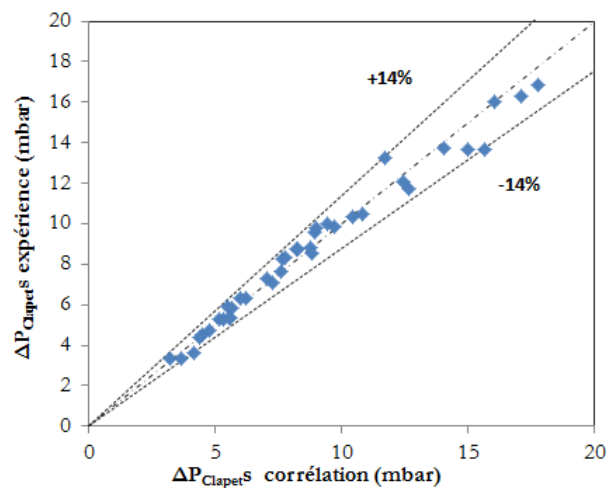


Figure 4-20 : diagramme de parité pour la corrélation de perte de charge clapets

#### 4.6.3 Hauteur de liquide clair

Pour la hauteur de liquide clair, deux zones ont été identifiées sur le plateau.

La première, avec un très fort pleurage, pourrait être décrite par un nombre de Froude opposant l'inertie gaz au poids du liquide sur le plateau. Malheureusement, l'utilisation d'un Froude suppose la connaissance au préalable de la hauteur de liquide clair.

Pour la deuxième zone, le ratio d'écoulement  $\Psi$  est fréquemment utilisé dans les corrélations disponibles dans la littérature (Dhulesia, 1984 ; Mustafa et Békássy-Molnár, 1997). Ce paramètre  $\Psi$  représente le ratio des inerties liquide et gaz et met l'accent sur l'importance de l'interaction entre phases sur cette zone. Il est ainsi retenu comme paramètre corrélatif.

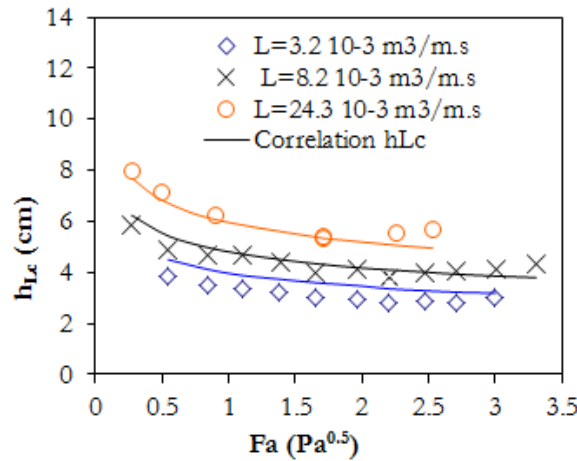
$$\psi = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \frac{L}{U_{G,a}} = h_{Lc} \times FP \quad (4-5)$$

En écartant la première zone des fuites, la dépendance au ratio d'écoulement est étudiée ce qui conduit à la corrélation suivante :

$$h_{Lc} = 0.063 \times \psi^{0.2} \quad (4-6)$$

Cette expression présente une erreur de 20% par rapport aux points expérimentaux.

Le choix de ce paramètre pour corréler la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  décrit convenablement son évolution avec les deux vitesses liquide et gaz. Les résultats de la corrélation sont présentés sur la Figure 4-21.



**Figure 4-21 : Corrélation (4-6) de la hauteur de liquide clair sur le plateau en comparaison avec les points expérimentaux.**

#### 4.6.4 Rétention liquide moyenne

La rétention moyenne est essentiellement une fonction du facteur cinétique gaz (Bennett, Agrawal et Cook, 1983 ; Liang et al, 2008). Par contre l'utilisation du nombre de Froude comme paramètre corrélatif est préférée ici. Ce choix était fait également par Colwell (1981), Hofhuis (1980) ou encore Chen et Fan (1995). Vu la faible variation de la hauteur de liquide clair en comparaison avec l'inertie gaz sur le plateau, la différence entre le choix du Froude et celui de l'inertie gaz seule n'est pas très significative.

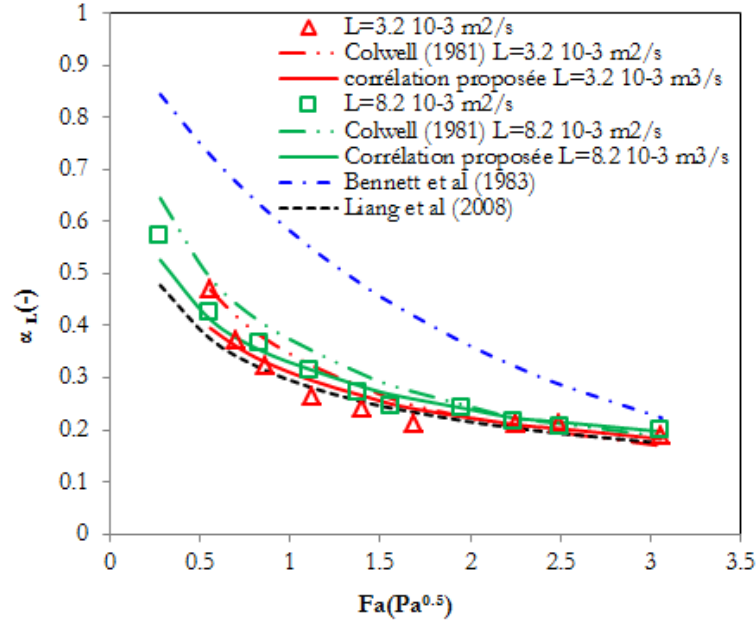
La corrélation suivante est proposée :

$$\alpha_L = \frac{1}{1 + 12.28 Fr^{0.59}} \quad (4-7)$$

La forme est celle suggérée par d'autres travaux (Colwell, 1981). Elle permet de décrire de façon satisfaisante l'évolution de la rétention moyenne comme le montre la Figure 4-22.

L'erreur relative de cette expression par rapport aux points expérimentaux est évaluée à 16%.

Sur la Figure 4-22 les corrélations de Colwell (1981), Bennett et al (1983) et Liang et al (2008) sont également présentées. La corrélation la plus éloignée des points expérimentaux est celle de Bennett et al (1983). Par contre la corrélation de Colwell (1981), basée sur le Froude, donne des résultats très proches de la corrélation proposée ici.



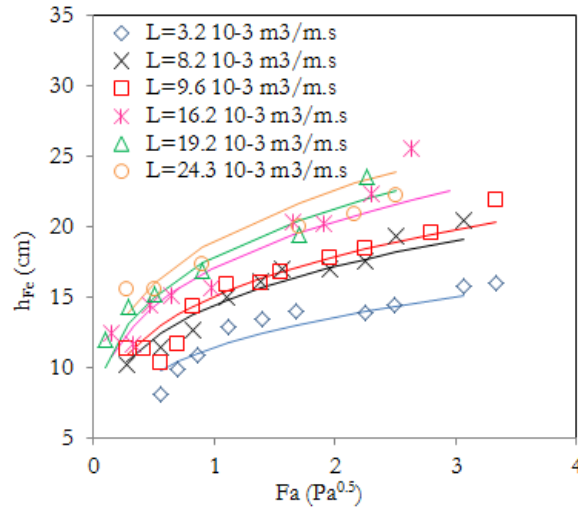
**Figure 4-22 : Comparaison entre des points expérimentaux ( $L= 3.2$  et  $8.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ ) aux corrélations de la littérature et à la corrélation (4-7).**

#### 4.6.5 Hauteur moyenne de l'émulsion

Une corrélation de la hauteur d'émulsion moyenne est déduite à partir de la corrélation proposée pour la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  et de la corrélation pour la rétention moyenne du liquide sur le plateau :

$$h_{Fe} = \frac{h_{Lc}}{\alpha_L} = 0.063 \nu^{0.2} (1 + 12.28 Fr^{0.59}) \quad (4-8)$$

Les résultats de cette corrélation sont reportés sur la Figure 4-23. L'écart par rapport aux points expérimentaux est évalué à 20%.



**Figure 4-23 : Comparaison entre les points expérimentaux et la corrélation (4-8) de la hauteur moyenne de l'émulsion.**

#### 4.6.6 Transitions pour le diagramme opérationnel

##### a. Transitions liées au domaine du pleurage

Le mécanisme du pleurage est souvent décrit par une compétition entre le poids du liquide sur le plateau et l'inertie du gaz. Pour cette raison le nombre de Froude est utilisé par plusieurs travaux pour les corrélations du pleurage. Ici ce nombre adimensionnel est utilisé pour proposer une corrélation pour la transition du domaine de fuite repérée par le maximum local de la hauteur de liquide clair :

$$Fa_{Fuites} = 7.73 \times Fr^{0.74} \quad (4-9)$$

avec une erreur maximale de 9%.

Pour la limite du pleurage la corrélation introduite pour le point d'ouverture (OBP) est adoptée :

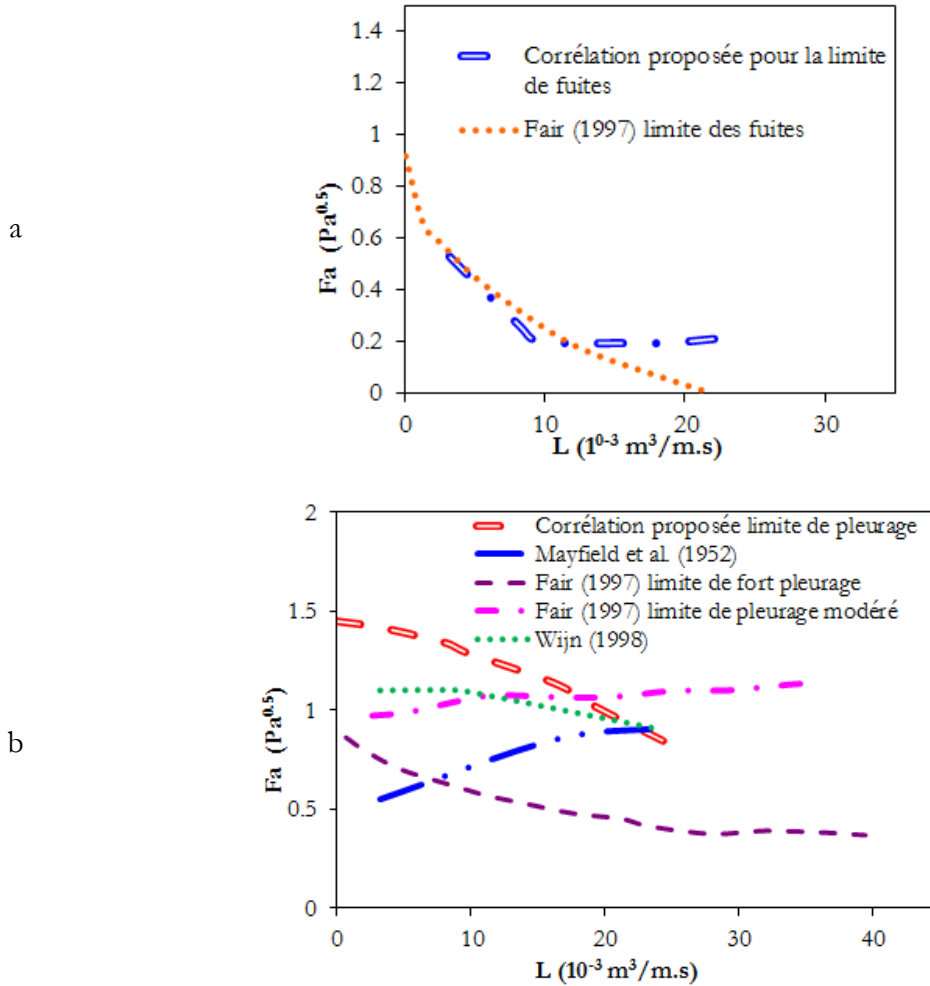
$$Fa_{OBP,L}^2 = 2.1 - 9 \times 10^{-3} \rho_L U_L^2 \quad (4-10)$$

La comparaison des transitions proposées dans le cadre de ce travail avec certaines de la littérature est présentée à la Figure 4-24. Fair (1997) propose un diagramme hydrodynamique graphique pour un plateau perforé industriel (diamètre 1.52 m). Wijn (1998) propose un modèle théorique des limites de pleurages sur plateaux perforés et à clapets.

La limite des fuites est en accord avec le diagramme de Fair (1997) (Figure 4-24.a). Par contre la limite de pleurage ne peut être comparée au cas des plateaux perforés, le comportement des clapets vis à vis du pleurage étant notablement différent (Figure 4-24.b).

L'application du modèle proposé par Wijn (1998) au cas présent montre une limite de pleurage décroissante avec la charge liquide. Le sens de variation avec la charge liquide est plutôt

en accord avec les points expérimentaux même si la dépendance est beaucoup plus faible. Plus de résultats expérimentaux sur plateaux à clapets sont nécessaires pour une meilleure comparaison.



**Figure 4-24 : Comparaison des corrélations ((4-9) et (4-10)) des limites inférieures sur le plateau aux travaux de la littérature. a. Fuites b. Pleurage**

### b. Transitions liées à l'engorgement

Pour les limites supérieures correspondant au pré-engorgement et à l'engorgement, l'interaction gaz liquide est importante. Pour cette raison le ratio d'écoulement est introduit dans les corrélations des transitions.

Une corrélation qui emploie le ratio d'écoulement et le nombre de Froude est proposée pour la limite de pré-engorgement:

$$Fa_{Pre-flooding} = 75.5 \times \psi^{0.23} Fr^{1.4} \quad (4-11)$$



L'erreur par rapport aux points expérimentaux est de 2%.

Pour l'engorgement trois mécanismes, selon le régime, sont pointés dans les descriptions phénoménologiques présentés dans la littérature (Zuiderweg, 1982 ; Van Sinderen et al, 2003). Pour le régime de jets la capacité de la colonne varie relativement peu avec la charge liquide. Lockett (1986) explique que, pour ce régime, l'augmentation de la charge liquide, implique une augmentation de la hauteur de liquide clair sur le plateau et par conséquent une décélération plus importante du gaz sur le plateau. Cette décélération explique la légère augmentation de la capacité. Pour ce régime le nombre de Froude peut être considéré comme paramètre corrélatif. Les deux autres mécanismes décrits concernent le régime d'émulsion. Pour ce régime l'augmentation de la charge liquide cause l'augmentation de la hauteur de l'émulsion et le rétrécissement de l'espace consacré au désengagement des deux phases. Le dernier mécanisme, en régime d'émulsion également, concerne l'engorgement de type déversoir qui est contrôlé par le débit liquide. Ainsi pour le régime d'émulsion le paramètre corrélatif choisi ici est le rapport entre la différence entre l'espace inter-plateaux et le haut de l'émulsion et le ratio de l'écoulement  $\Psi$ .

Dans cette étude, la transition entre régime n'a pas été détectée faute d'observation d'un changement net sur les grandeurs mesurées en rapport avec une inversion de phase. Ici la corrélation proposée par Hofhuis (1980) basée sur une valeur critique du paramètre de l'écoulement est considérée. Hofhuis propose une valeur critique entre 3 et 4, qui est ici fixée à 4. Ce choix sera justifié dans le chapitre suivant (voir chapitre 5). Ainsi la corrélation de l'engorgement suivante est proposée :

Régime de jet  $FP < 4$  :

$$Fa_{Engorgement} = 3.9 \times Fr^{0.18} \quad (4-12)$$

Régime d'émulsion  $FP > 4$ :

$$Fa_{Engorgement} = 1.9(T_s - h_{Fe})^{0.5} \psi^{-0.5} \quad (4-13)$$

où  $T_s$  est l'espace inter-plateaux.

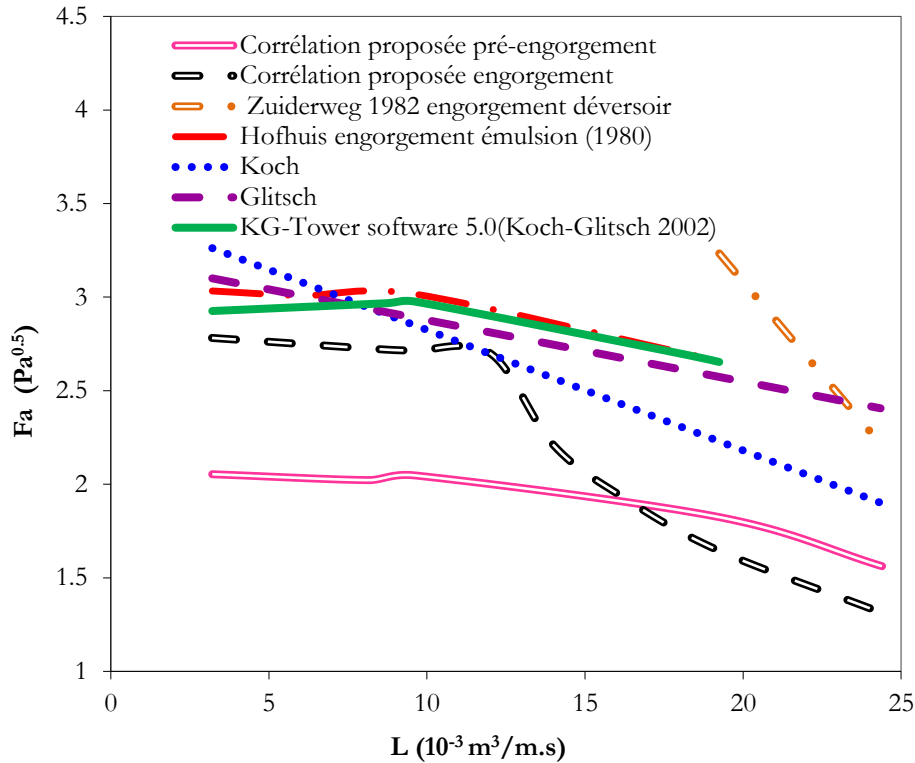
Comme pour le pleurage, les corrélations disponibles pour l'engorgement sont plutôt consacrées aux plateaux perforés. Pour les plateaux à clapets les constructeurs fournissent des corrélations des limites opératoires des colonnes.

Sur la Figure 4-25, les corrélations de pré-engorgement et de l'engorgement sont comparées à des corrélations disponibles dans la littérature.

Pour les faibles valeurs de charge liquide, les deux corrélations de l'engorgement et du pré-engorgement présentent une dépendance à la charge liquide cohérente avec les corrélations de la littérature.

Pour les plus fortes charges liquides la corrélation de l'engorgement décroît rapidement avec le débit liquide. Pour ce type d'engorgement les résultats de la littérature sont assez dispersés

mais seule la corrélation de Hofhuis (1980) en régime d'émulsion présente une chute aussi importante que ce qui est observé ici. Ceci pourrait s'expliquer par la différence de géométrie de la colonne. La colonne utilisée par Hofhuis est rectangulaire comme celle employée ici.



**Figure 4-25 : Comparaison des corrélations ((4-11), (4-12) et (4-13)) des limites supérieures de fonctionnement sur le plateau aux travaux de la littérature.**

## 4.7 Conclusion

L'étude des différentes grandeurs hydrodynamiques et d'aire interfaciale sur une large gamme de vitesses liquide et gaz sur la grande colonne C3, permet une analyse cohérente des changements de comportement sur les plateaux. Un recoupement entre les différents paramètres permet, par conséquent, l'établissement d'un diagramme opérationnel pour la colonne et la mise en évidence de la prépondérance de certains phénomènes.

Les mesures innovantes des profils de l'émulsion liquide gaz sur les plateaux permettent d'accéder à des informations non accessibles par les mesures de grandeurs globales. Notamment des zones de mal-distributions ou de non stabilité (fortes oscillations) peuvent être identifiées en se basant sur les résultats de profils de l'émulsion.

La dépendance des différents paramètres mesurés aux vitesses liquide et gaz est décrite par la proposition de corrélations empiriques.

Un autre paramètre d'intérêt étudié dans le cadre de ce travail est celui de la taille de la colonne. Celui-ci sera étudié dans le chapitre suivant, par une comparaison fine entre les résultats présentés jusqu'ici sur la colonne C3 et les résultats obtenus sur la petite colonne C2.

# Chapitre 5

## Effet de la longueur de passe : comparaison entre C2 et C3

Ayant exposé et analysé les résultats sur la grande colonne C3, on se propose dans ce chapitre de comparer les différents résultats d'hydrodynamique et d'aire interfaciale d'échange entre les deux colonnes C2 et C3. Comme déjà vu au Tableau 3-1, les colonnes possèdent des caractéristiques géométriques semblables mis à part la longueur de passe  $L_p$  qui vaut sur la grande colonne C3 trois fois celle de la petite colonne C2. Ainsi, la comparaison entre les colonnes aura pour but la mise en exergue de l'effet de ce paramètre sur les différentes grandeurs expérimentales mesurées.

Comme pour la C3, seuls les débits liquide et gaz ont été variés. Le choix des gammes de débits était fait de manière à couvrir la gamme industrielle en termes de facteur cinétique gaz ramené à l'aire active  $Fa$ , pour le débit gaz, et en termes de charge liquide  $L$ , pour le débit liquide (voir Tableau 5-1).

**Tableau 5-1 : Comparaison des gammes de vitesses liquide et gaz et de la longueur de passe sur les deux colonnes avec les unités industrielles**

	Unités industrielles		C2		C3	
	min	max	min	max	min	max
Débit liquide/Longueur barrage (charge liquide) $L$ (10-3m <sup>3</sup> /m.s)	3	27	3.2	24.3	3.2	24.3
Débit liquide/Aire active $U_{La}$ (10-3 m/s)	6	37	3.3	25.4	8.9	68
Facteur cinétique gaz $Fa$ (Pa 0,5)	0.66	1.95	0	4	0	3.5
Longueur de passe $LP$ (m)	0.39	3.41	0.36		0.96	

Le but de l'étude étant de fournir des éléments pour mieux maîtriser l'extrapolation de l'échelle pilote vers l'échelle industrielle, la comparaison entre les deux maquettes est faite en cherchant à identifier les paramètres de similitude permettant le passage de la petite vers la grande colonne. Un premier pas vers l'extrapolation à l'échelle industrielle est ainsi franchi par l'identification des phénomènes prépondérants, des paramètres régissant ces phénomènes mais également en surlignant les risques liés au changement d'échelle.

Ce chapitre sera divisé en deux grandes parties. La première s'attachera à la comparaison des résultats entre les deux colonnes. Dans la deuxième partie, une tentative de proposition de corrélations valables pour les deux colonnes sera proposée.

## Contenu

5	Effet de la longueur de passe : comparaison entre C2 et C3 .....	114
5.1	Comparaison entre les deux maquettes C2 et C3 .....	116
5.1.1	Similitude C2/C3 : choix des vitesses caractéristiques liquide et gaz .....	116
5.1.2	Écarts sur l'extrapolation entre maquettes .....	119
5.2	Corrélations : à la recherche de lois d'échelle .....	138
5.2.1	Perte de charge à sec .....	138
5.2.2	Perte de charge clapets .....	139
5.2.3	Hauteur de liquide clair .....	141
5.2.4	Rétention liquide moyenne .....	145
5.2.5	Hauteur de l'émulsion moyenne .....	146
5.2.6	Transitions du diagramme opérationnel .....	148
5.3	Conclusion .....	151

## 5.1 Comparaison entre les deux maquettes C2 et C3

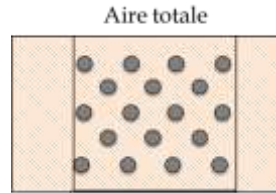
### 5.1.1 Similitude C2/C3 : choix des vitesses caractéristiques liquide et gaz

Dans le but de dresser une comparaison entre les deux colonnes, il est indispensable d'identifier les vitesses caractéristiques liquide et gaz. Dans ce qui suit ce choix de vitesses caractéristiques est discuté.

#### a. Vitesse gaz caractéristique

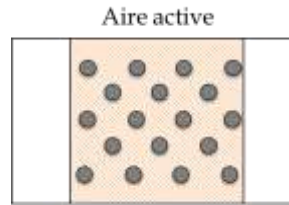
Pour le gaz, le facteur cinétique est souvent employé. Il représente la racine carrée de l'inertie du gaz dans la colonne. Dans la littérature plusieurs versions de ce facteur  $F$  existent selon l'aire considérée pour le calcul de la vitesse gaz. Il peut être ramené à la surface totale de la colonne  $F_s$ , à la surface active  $F_a$  ou alors à l'aire nette  $F_n$  qui représente l'aire active plus l'aire d'un déversoir.

$$F_s = \frac{Q_G}{A_T} \sqrt{\rho_G}$$



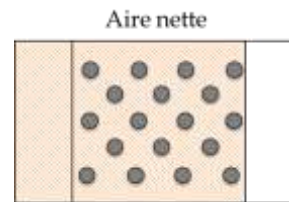
(5-1)

$$F_a = \frac{Q_G}{A_a} \sqrt{\rho_G}$$



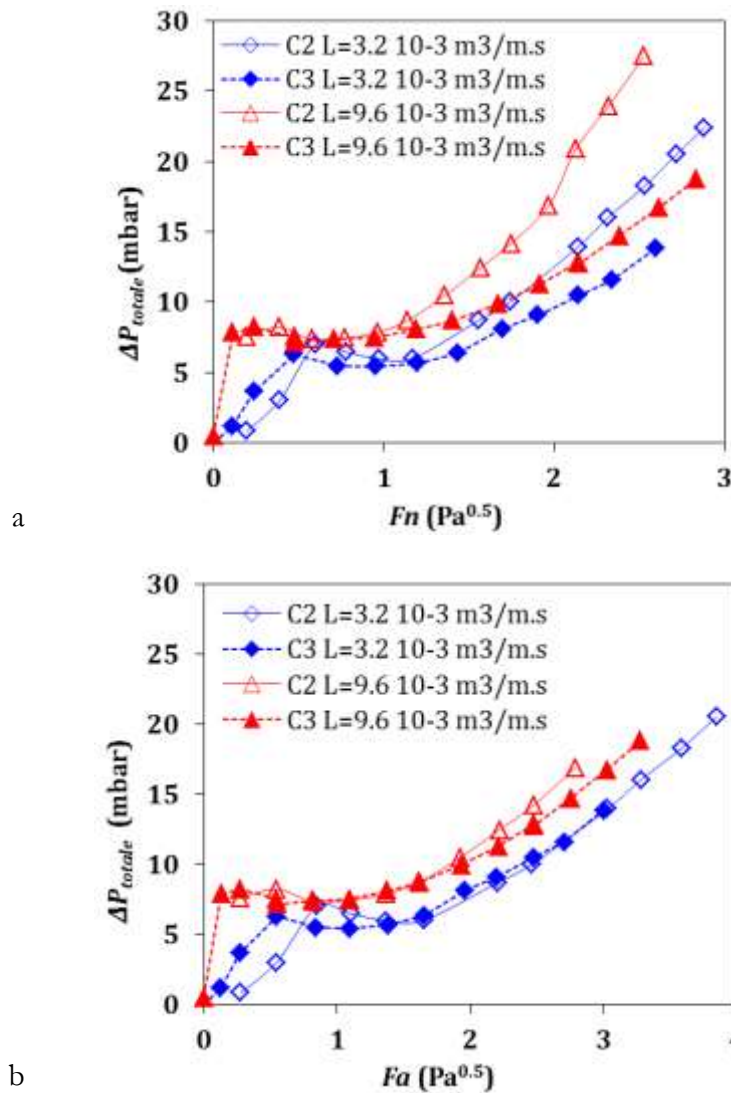
(5-2)

$$F_n = \frac{Q_G}{A_N} \sqrt{\rho_G}$$



(5-3)

L'utilisation de la section totale de la colonne n'est a priori pas pertinente. En effet, en fonctionnement diphasique, le gaz n'occupe à aucun moment l'intégralité de cette aire. Le choix est donc limité entre l'aire active  $A_a$  et l'aire nette  $A_n$ . La Figure 5-1 présente les résultats de perte de charge pour les deux colonnes à des charges liquide  $L$  égales, d'une part, en fonction de  $F_n$  (Figure 5-1.a), et de l'autre part, en fonction de  $F_a$  (Figure 5-1.b). Le choix du facteur cinétique  $F_a$  par rapport à l'aire active semble mieux reproduire les résultats entre les deux colonnes.



**Figure 5-1: Influence de la représentation des résultats de perte de charge totale en fonction de facteur cinétique gaz. a. par rapport à l'aire nette  $A_n$  b. par rapport à l'aire active  $A_a$**

### b. Vitesse liquide caractéristique

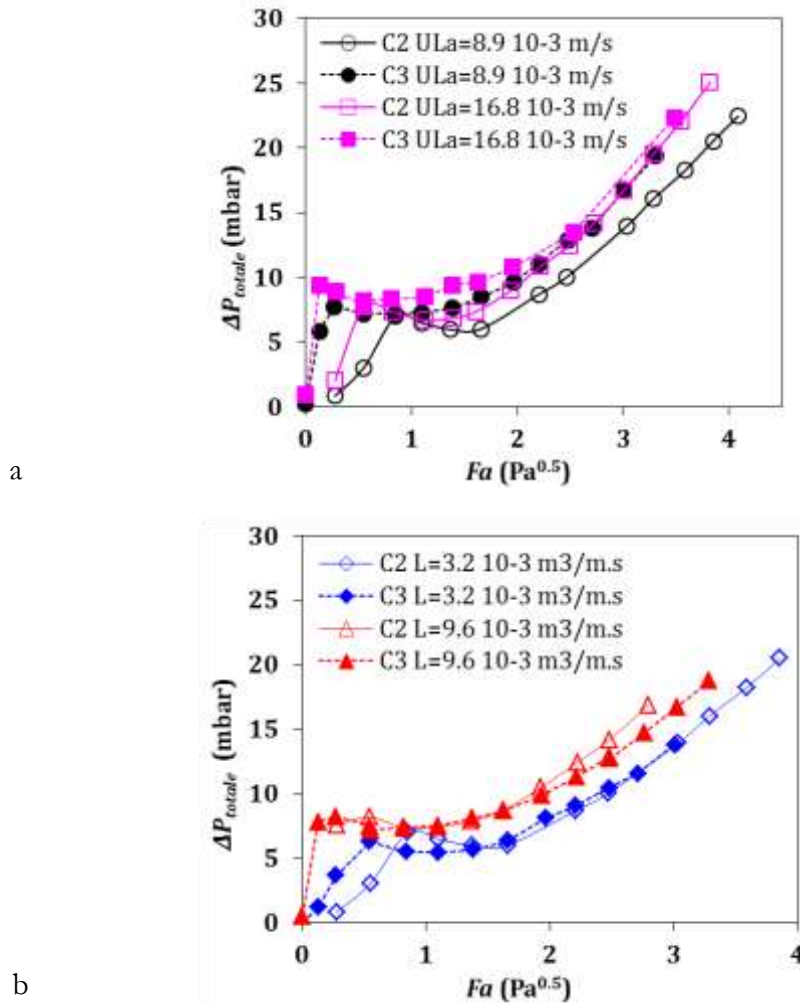
Pour la vitesse liquide, deux vitesses sont proposées dans la littérature.

La première vitesse est la charge liquide  $L$ , débit liquide par largeur du barrage de sortie. La dimension de ce paramètre n'est pas homogène à une vitesse mais la charge liquide revient à considérer un écoulement liquide essentiellement horizontal. La vitesse liquide horizontale associée est le rapport de la charge liquide à la hauteur de liquide clair sur le plateau.

La seconde vitesse est la vitesse liquide ramenée à l'aire active du plateau  $U_{La}$ . La considération de cette deuxième vitesse revient à considérer un écoulement liquide essentiellement vertical.

Dans le but de trancher entre ces deux vitesses, deux séries d'essais sont menées sur les colonnes. La première en conservant la charge liquide  $L$  fixe entre les deux colonnes et la deuxième en conservant la vitesse ramenée à l'aire active  $U_{La}$ .

Les résultats de la perte de charge plateau sont reportés sur la Figure 5-2 en fonction du facteur cinétique gaz. La charge liquide  $L$  paraît mieux adaptée pour le passage d'une colonne à l'autre même si une similitude complète n'est pas trouvée.



**Figure 5-2 : Comparaison de la perte de charge totale plateau entre les colonnes C2 et C3. a. En conservant la vitesse  $U_{La}$  fixe. b. En conservant la charge liquide  $L$  fixe**

La Figure 5-3 présente, par ailleurs, les résultats de la comparaison de la hauteur de l'émulsion moyenne sur le plateau. Sur la Figure 5-3.a, la représentation à iso vitesse liquide ramenée à l'aire active  $U_{La}$  ne montre pas de similitude entre les deux colonnes.

Si de forts écarts sont également observés avec une similitude sur la charge liquide (Figure 5-3.b), les résultats sont meilleurs, en particulier pour des faibles valeurs du facteur cinétique.

La vitesse caractéristique liquide retenue est la charge liquide  $L$ . Une comparaison plus détaillée est réalisée sur cette base pour identifier les critères d'extrapolabilité entre les deux colonnes.

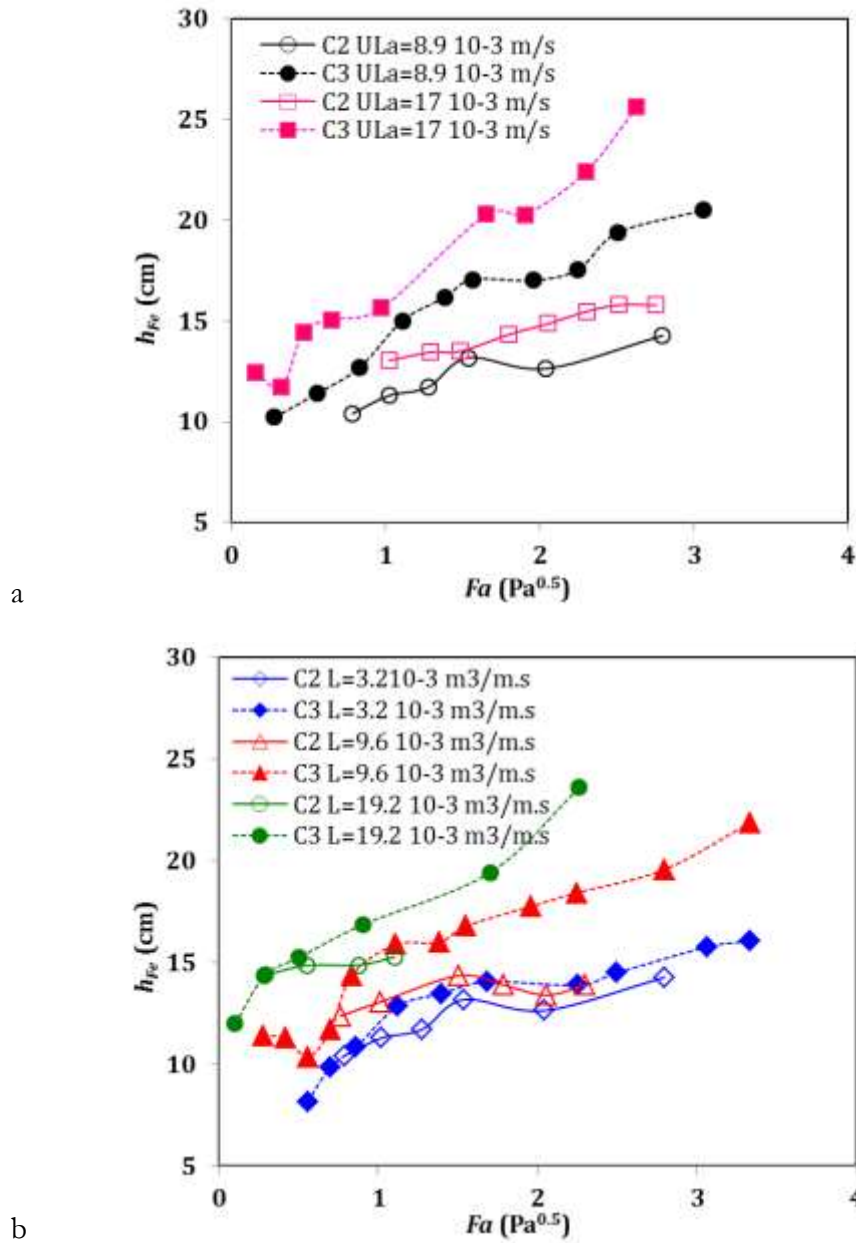


Figure 5-3: Comparaison de la hauteur de l'émulsion moyenne entre les colonnes. a. En conservant la vitesse  $U_{La}$  fixe. b. En conservant la charge liquide  $L$  fixe

### 5.1.2 Écarts sur l'extrapolation entre maquettes

Pour la plupart des paramètres, les résultats sur la petite colonne C2 seront tout d'abord présentés seuls puis en comparaison avec les résultats sur la grande colonne C3 à même charge liquide et même facteur cinétique gaz tel qu'explicité au paragraphe précédent.



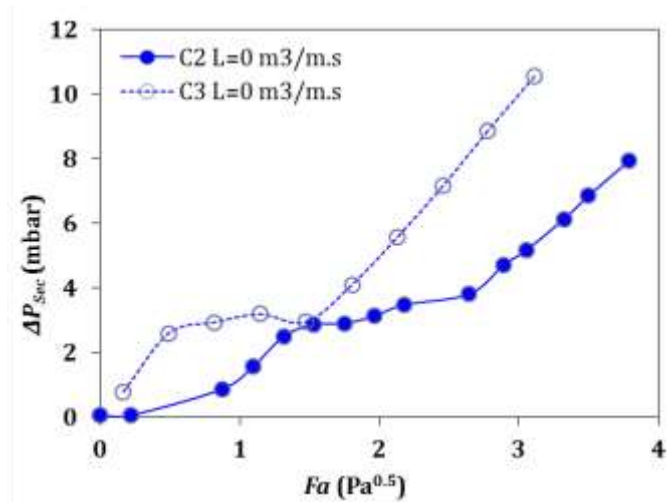
### a. Pertes de charge

#### i. Perte de charge à sec $\Delta P_{\text{Sec}}$

La perte de charge sur la petite colonne C2 est reportée sur la Figure 5-4. Elle montre les mêmes zones caractéristiques que ce qui est observé sur la grande colonne C3. Les trois phases de fermeture, ouverture progressive et ouverture totale des clapets sont facilement repérables.

Exceptionnellement pour cette perte de charge, la vitesse caractéristique gaz s'avère être la vitesse ramenée à l'aire totale de la colonne. En l'absence d'un écoulement diphasique dans la colonne, les déversoirs, n'étant plus occupés par du liquide, deviennent accessibles au gaz. Cela explique qu'une représentation de la perte de charge en fonction de  $F_s$  permette de rapprocher les résultats sur les deux colonnes plus que ne le permet une représentation par rapport à  $F_a$  (cf. Figure 5-4).

a



b

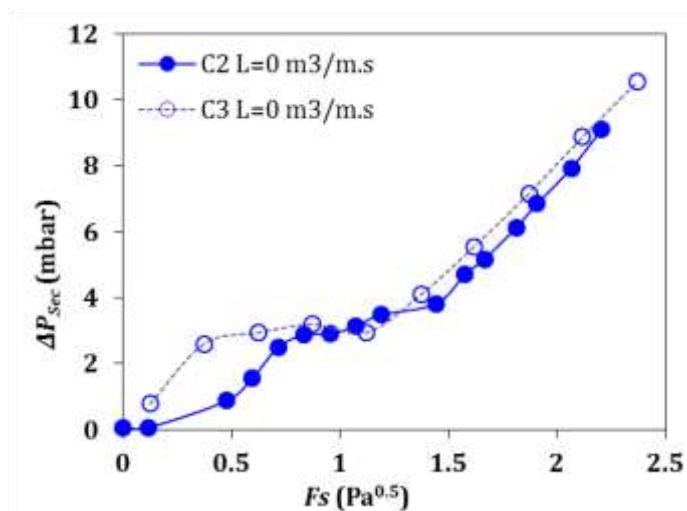


Figure 5-4 : Comparaison des pertes de charges à sec entre les deux colonnes. a. en fonction de  $F_a$ . b. en fonction de  $F_s$

## ii. Perte de charge clapets $\Delta P_{Clapets}$

La Figure 5-5 présente les résultats de la perte de charge clapets en fonction du facteur cinétique gaz  $Fa$ , en 5.a sur la petite colonne C2, et en 5.b avec une comparaison entre les deux colonnes à mêmes charges liquide. Un décalage entre les deux colonnes plus marqué est observé au niveau de la troisième zone (clapets totalement ouverts). Ce décalage est la conséquence d'une dépendance plus forte du point d'ouverture des clapets au débit liquide sur la colonne C2.

Hormis ce décalage du point d'ouverture, les résultats sur les deux colonnes présentent visiblement une dépendance au facteur cinétique gaz semblable sur la troisième zone. Un décalage des courbes suffit à ramener l'ensemble des résultats de perte de charge clapets à une même courbe dépendant uniquement de la vitesse gaz.

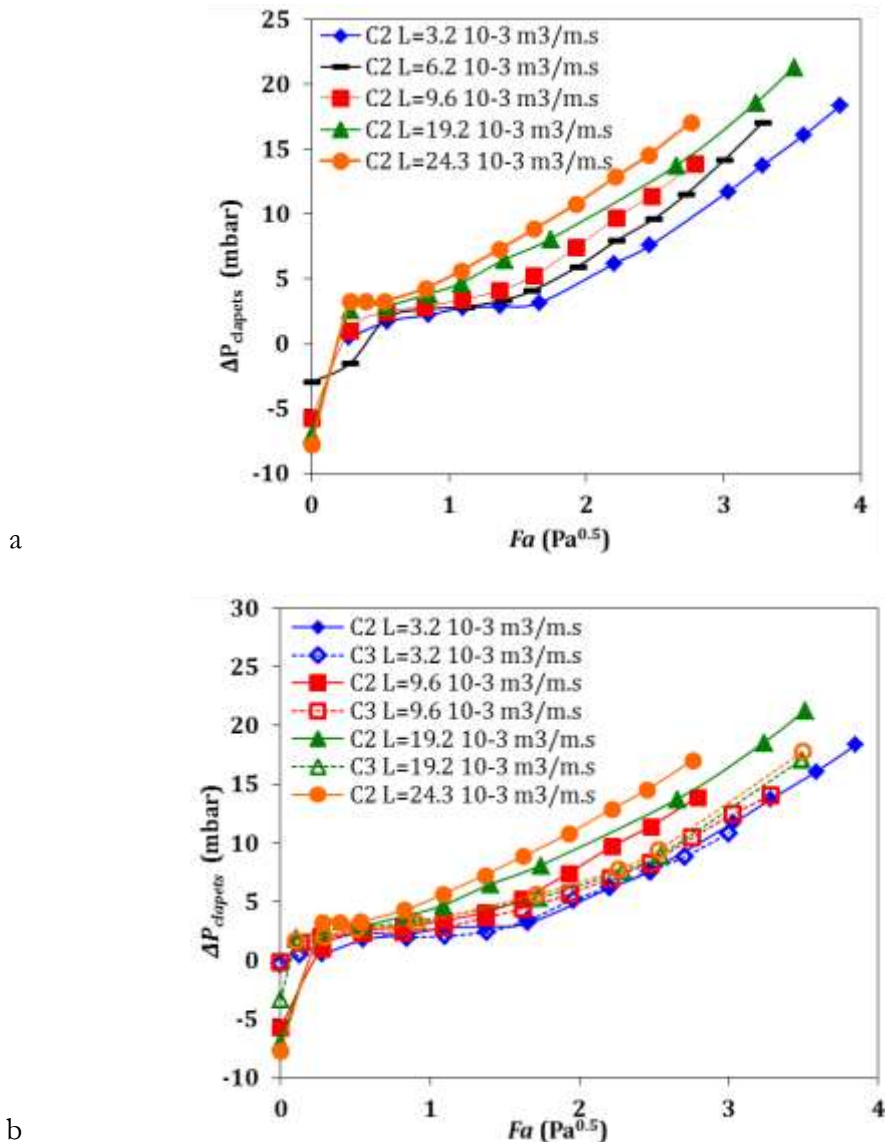
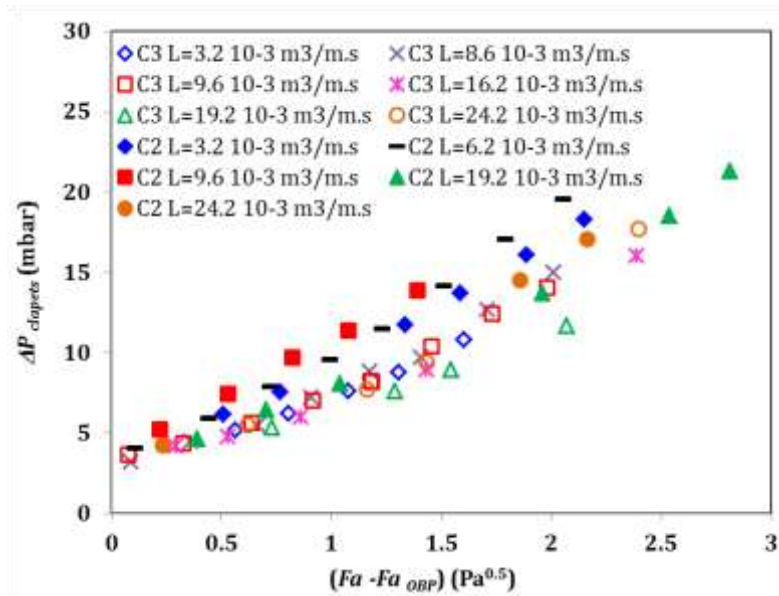


Figure 5-5: Résultats de pertes de charge clapets à différentes charges liquides. a. Résultats sur la C2. b. Comparaison entre les deux colonnes.

Afin de faire coïncider l'ensemble des courbes de perte de charge de la troisième zone, un décalage est effectué, d'abord, en utilisant le facteur cinétique correspondant au point d'ouverture repéré expérimentalement puis en calculant un facteur cinétique de décalage optimisé permettant de ramener l'ensemble des courbes sur une même courbe de référence. La référence est choisie égale à la courbe de perte de charge sur la colonne C3 au plus faible débit liquide. Ce choix est pris en se basant sur l'observation d'une correspondance entre les courbes à la charge liquide  $L=3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  sur les deux colonnes. Le point d'ouverture des clapets expérimental est repéré par l'intersection entre le plateau de perte de charge sur la deuxième zone et la courbe d'augmentation de la perte de charge clapets sur la troisième zone. Les résultats de décalage sont présentés sur la Figure 5-6, en 6.a avec la considération du point d'ouverture expérimental et en 6.b en considérant un décalage optimisé.

a



b

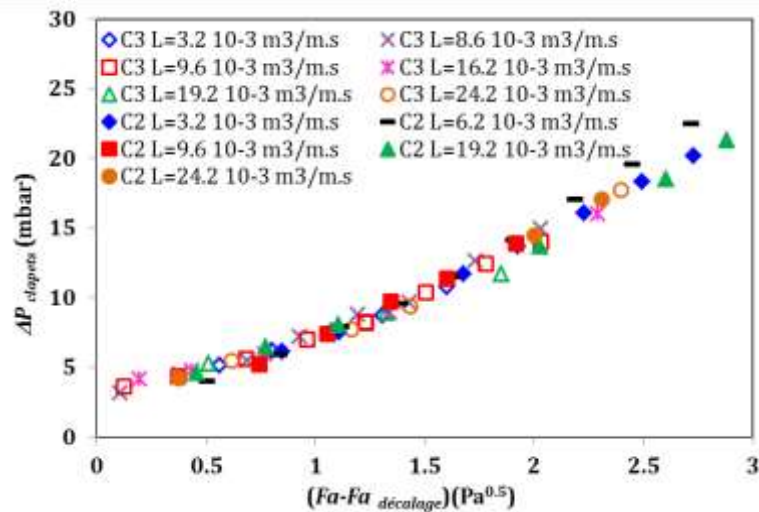
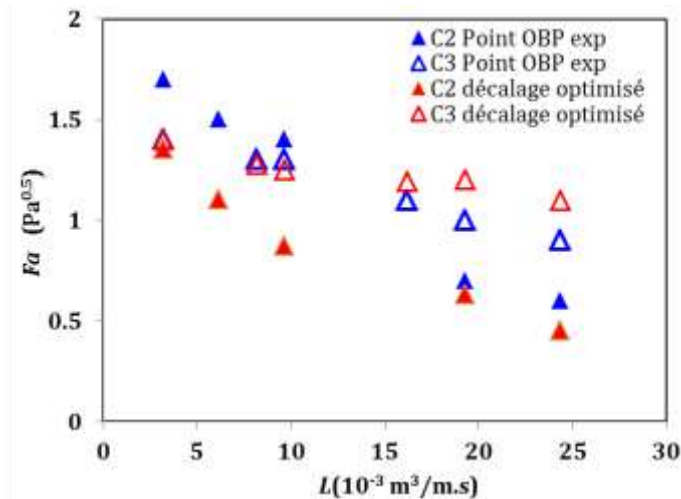


Figure 5-6 : Décalage des courbes de perte de charge clapets pour la zone de clapets totalement ouverts. a. en se basant sur le point d'ouverture estimé expérimentalement. b. en optimisant le point de décalage par rapport à une courbe de référence (C3 pour  $L=3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ )

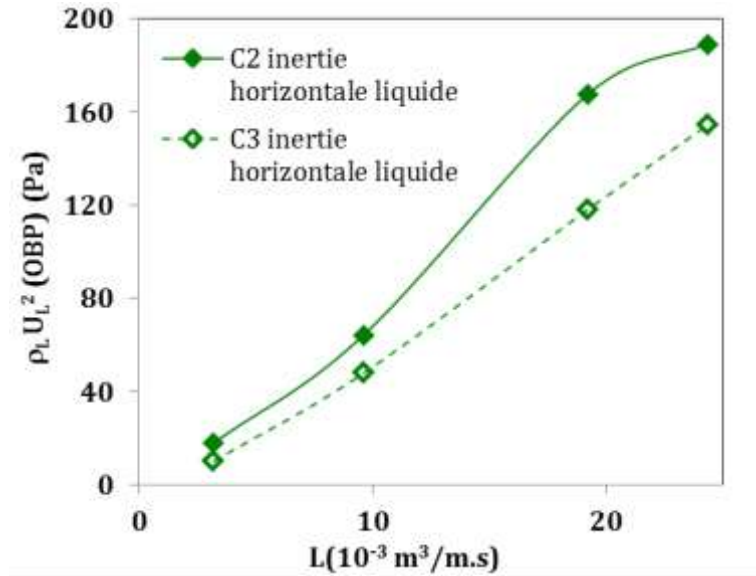
La figure 6.b montre qu'un comportement similaire sur les deux colonnes, quel que soit la charge liquide, est observable pour la perte de charge clapets en prenant le bon facteur cinétique de décalage. Ce facteur cinétique optimisé est comparé au facteur cinétique d'ouverture des clapets déterminé expérimentalement sur la Figure 5-7. Pour les deux facteurs cinétiques, une diminution avec l'augmentation de la charge liquide est constatée. Par contre la considération du facteur cinétique de décalage à la place de celui mesuré a pour conséquence un aplatissement des valeurs pour la grande colonne surtout pour les fortes charges liquide et une diminution des valeurs, à faibles débits liquides, sur la petite colonne C2. Pour la suite le facteur cinétique optimisé sera considéré.



**Figure 5-7 : Facteur cinétique d'ouverture des clapets déterminé expérimentalement en comparaison avec le facteur cinétique permettant de ramener la perte de charge clapets sur une même courbe**

Comme pour la grande colonne, l'augmentation de la vitesse liquide horizontale accélère l'ouverture de l'ensemble des clapets. Cet effet a été relié dans le cas de la grande colonne C3 à l'inertie liquide horizontale sur le plateau. L'accès à la vitesse liquide horizontale nécessite la prise en compte de la hauteur de liquide clair. Cette hauteur, ayant une variation avec le débit liquide différente entre les deux colonnes, explique la plus forte dépendance du point d'ouverture des clapets pour la petite colonne.

Comme fait au paragraphe ci-après, la hauteur de liquide clair sur la petite colonne C2 se montre globalement plus faible et beaucoup moins dépendante au débit liquide qu'elle ne l'est sur la grande colonne C3. Ceci implique, à iso-charge liquide, une vitesse horizontale plus importante sur la colonne C2 et une augmentation plus rapide de celle-ci avec l'augmentation de la charge liquide. Par conséquent l'inertie liquide horizontale est plus importante sur la colonne C2 (voir Figure 5-8) ce qui explique que les clapets s'ouvrent d'autant plus facilement sur la petite colonne par comparaison à la grande colonne en augmentant la charge liquide.



**Figure 5-8 : Variation de l'inertie liquide horizontale au point d'ouverture des clapets en fonction de la charge liquide.**

### iii. Hauteur de liquide clair $h_{Lc}$

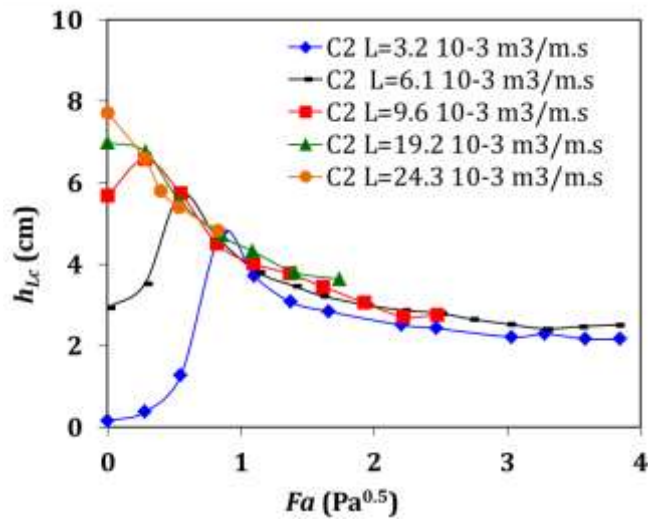
La Figure 5-9a. reporte les résultats de hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  pour la colonne C2. Un comportement en partie similaire à ce qui a été décrit dans le paragraphe 4.1.3 est retrouvé pour la colonne C2. Les deux phases, d'augmentation puis de diminution, de la hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  sont présentes et la dépendance inverse du point maximal à la vitesse liquide est retrouvée.

Par contre certaines différences sont notées.

La première est une dépendance au débit liquide plus faible que celle observée sur la C3 pour la zone de diminution de  $h_{Lc}$  (voir Figure 5-9.b). Sur cette zone, le facteur cinétique gaz est le paramètre essentiel contrôlant la hauteur de liquide clair pour la C2.

La deuxième différence est une dépendance plus importante au facteur cinétique gaz sur la colonne C2.

a



b

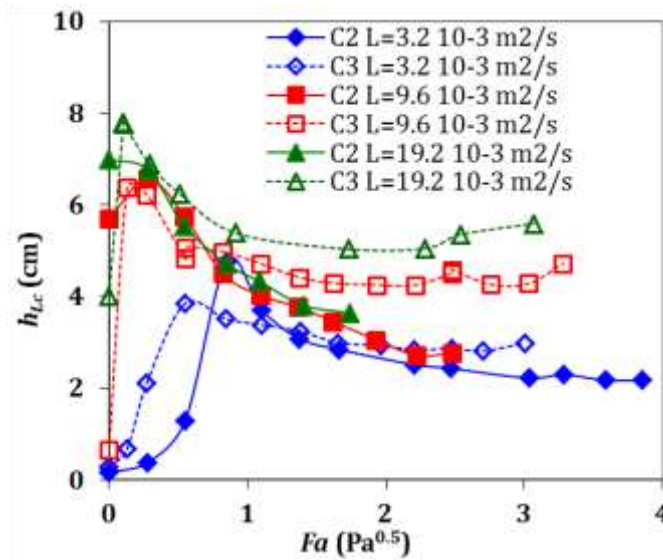
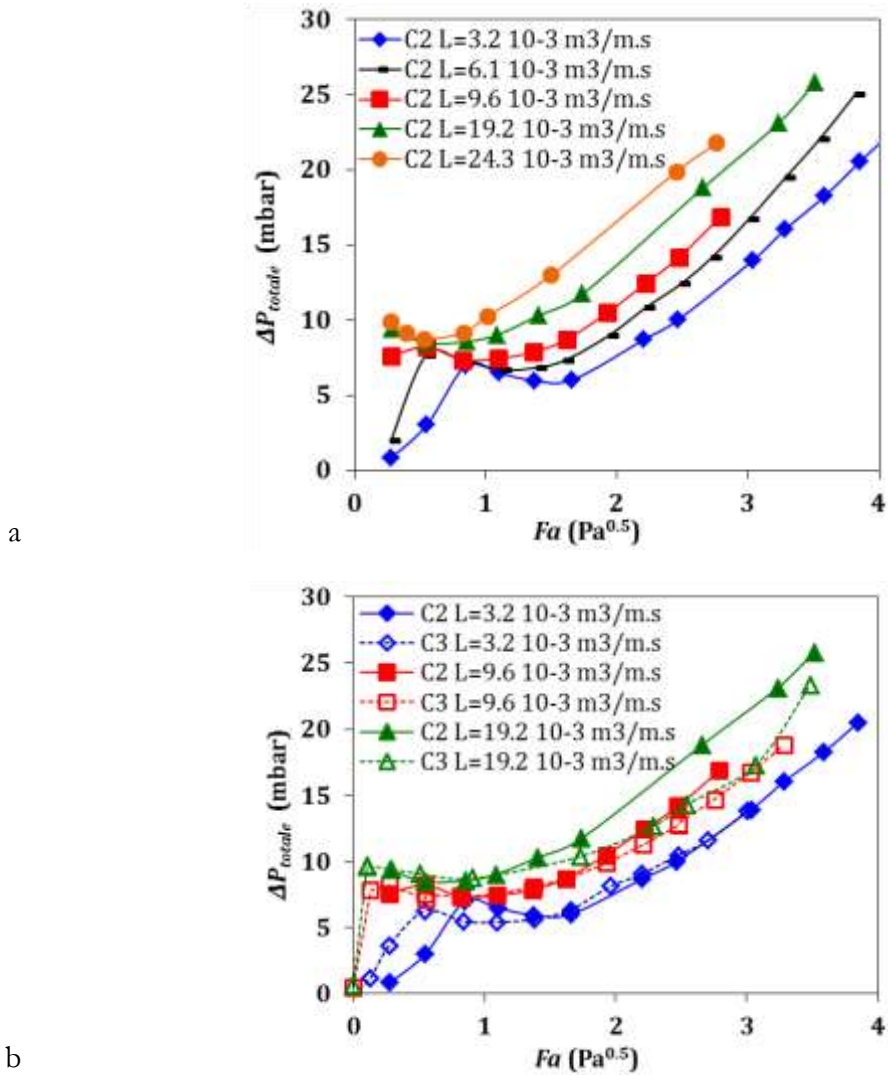


Figure 5-9 : Hauteur de liquide clair  $h_{Lc}$  à différentes charges liquide. a. Pour la colonne C2. b. Comparaison C2 contre C3

#### iv. Perte de charge plateau $\Delta P_{\text{plateau}}$

La Figure 5-10.a présente les résultats de perte de charge plateau sur la colonne C2 en fonction du facteur cinétique gaz pour différentes charges liquides. Là encore les trois zones identifiées sur la colonne C3 sont retrouvées.



**Figure 5-10 : Perte de charge plateau  $\Delta P_{\text{plateau}}$  à différentes charges liquide. a. Pour la colonne C2. b. Comparaison C2 contre C3**

Sur la deuxième zone, caractérisée par une faible diminution puis une stagnation de  $\Delta P_{\text{plateau}}$ , l'évolution de celle-ci reflète essentiellement le comportement de la hauteur de liquide clair puisque la perte de charge clapets est constante. L'indépendance à la charge liquide de  $h_{L_c}$  se traduit ici par la coïncidence des différentes courbes sur cette zone.

Sur la troisième zone, la perte de charge clapets est prépondérante. La forte dépendance du point d'ouverture OBP à la charge liquide est notable sur le décalage des différentes courbes de perte de charge.

Ces différences mises côte à côte conduisent à l'écartement des résultats entre les deux colonnes en particulier aux forts débits liquides (voir Figure 5-10.b).



## b. Hauteur de l'émulsion $h_{Fe}$

### i. Hauteur moyenne de l'émulsion $h_{Fe}$

La Figure 5-11.a présente les résultats de la hauteur de l'émulsion moyenne  $h_{Fe}$  sur la colonne C2. Une légère augmentation avec les vitesses liquide et gaz est notée.

Sur la Figure 5-11.b ces résultats sont comparés à ceux de la colonne C3. Hormis pour les faibles facteurs cinétiques pour lesquels les valeurs entre les deux colonnes semblent concorder, les résultats divergent à la fois en augmentant le débit liquide et le débit gaz.

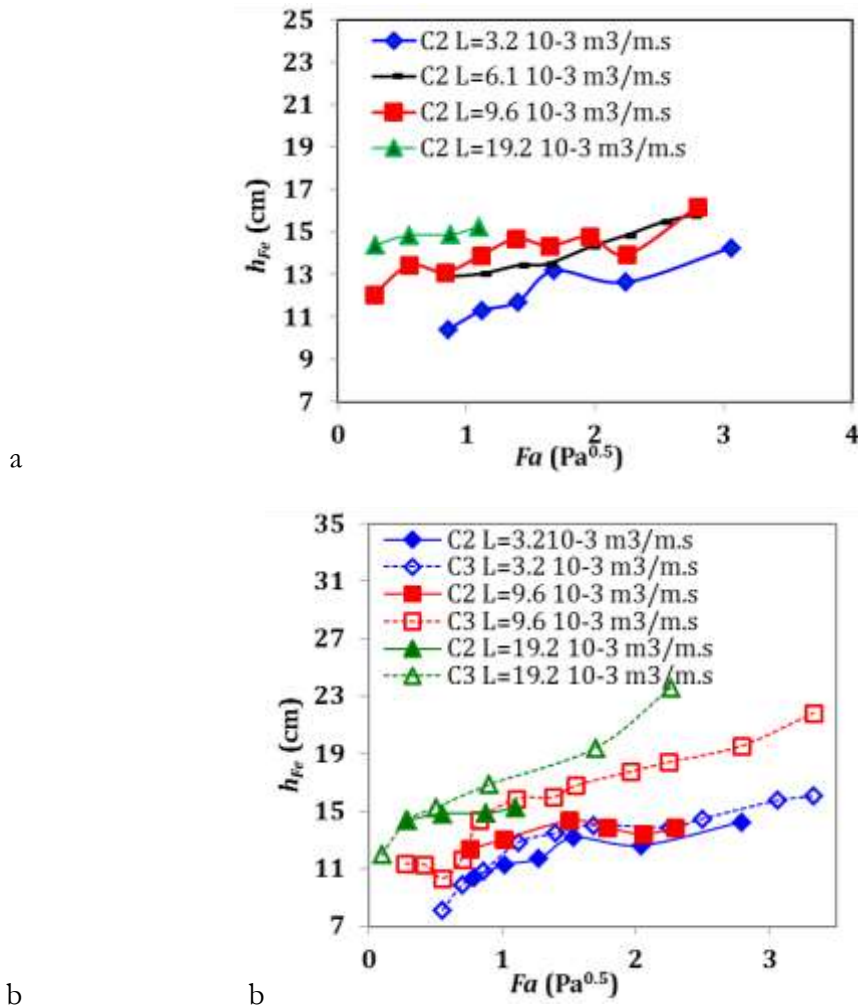


Figure 5-11: Hauteur moyenne de l'émulsion  $h_{Fe}$ . a. pour la colonne C2. b. avec comparaison entre les colonnes C2 et C3

### ii. Profils de l'émulsion

Une comparaison de profils types entre les deux colonnes est faite sur la Figure 5-12. Trois représentations y sont proposées, la première (Figure 5-12a) avec adimensionnalisation de la distance à l'entrée liquide  $x$  par la longueur de passe  $L_p$ . Les deux suivantes sont dimensionnelles et faites respectivement par rapport à la distance  $x$  de l'entrée liquide (Figure 5-12b) et par rapport à la distance du barrage de sortie  $x_{inv}$  (Figure 5-12c).



La Figure 5-12a. montre que les profils sur la colonne C2 présentent une évolution différente de ce qui a été décrit pour la grande colonne C3.

Sur la colonne C2, trois régimes peuvent être identifiés. Le premier est semblable à ce qui a été noté pour la C3 avec un profil plat et des oscillations correspondant aux régimes de pleurage. La deuxième phase est caractérisée par un profil cambré avec un maximum du profil qui se situe sur le plateau. En augmentant la vitesse gaz le profil évolue vers une forme plutôt parabolique (forme de demi-jet) : c'est le troisième régime.

Les profils sont par ailleurs faiblement dépendants des vitesses gaz et liquide (voir Annexe IV). Ceci est cohérent avec une hauteur moyenne de l'émulsion très faiblement dépendante des débits gaz et liquide.

Les Figure 5-12. b et 5-12.c montrent que les profils sur les deux colonnes sont comparables pour l'entrée et la sortie du plateau, dépendants des conditions au bord. Sur le milieu du plateau, les profils sont, au contraire, différents entre les deux colonnes. Sur la grande colonne, la longueur de passe  $L_p$  est assez longue pour qu'un profil stable, indépendant des conditions d'entrée et de sortie, s'établisse sur le plateau. Par contre sur la petite colonne le profil apparaît entièrement contrôlé par les conditions d'entrée et de sortie du plateau. Ceci expliquerait la faible dépendance de l'ensemble des paramètres hydrodynamiques globaux sur la petite colonne aux vitesses liquide et gaz.

Les différences entre les deux colonnes prouvent ainsi un effet intrinsèque de la longueur de passe.

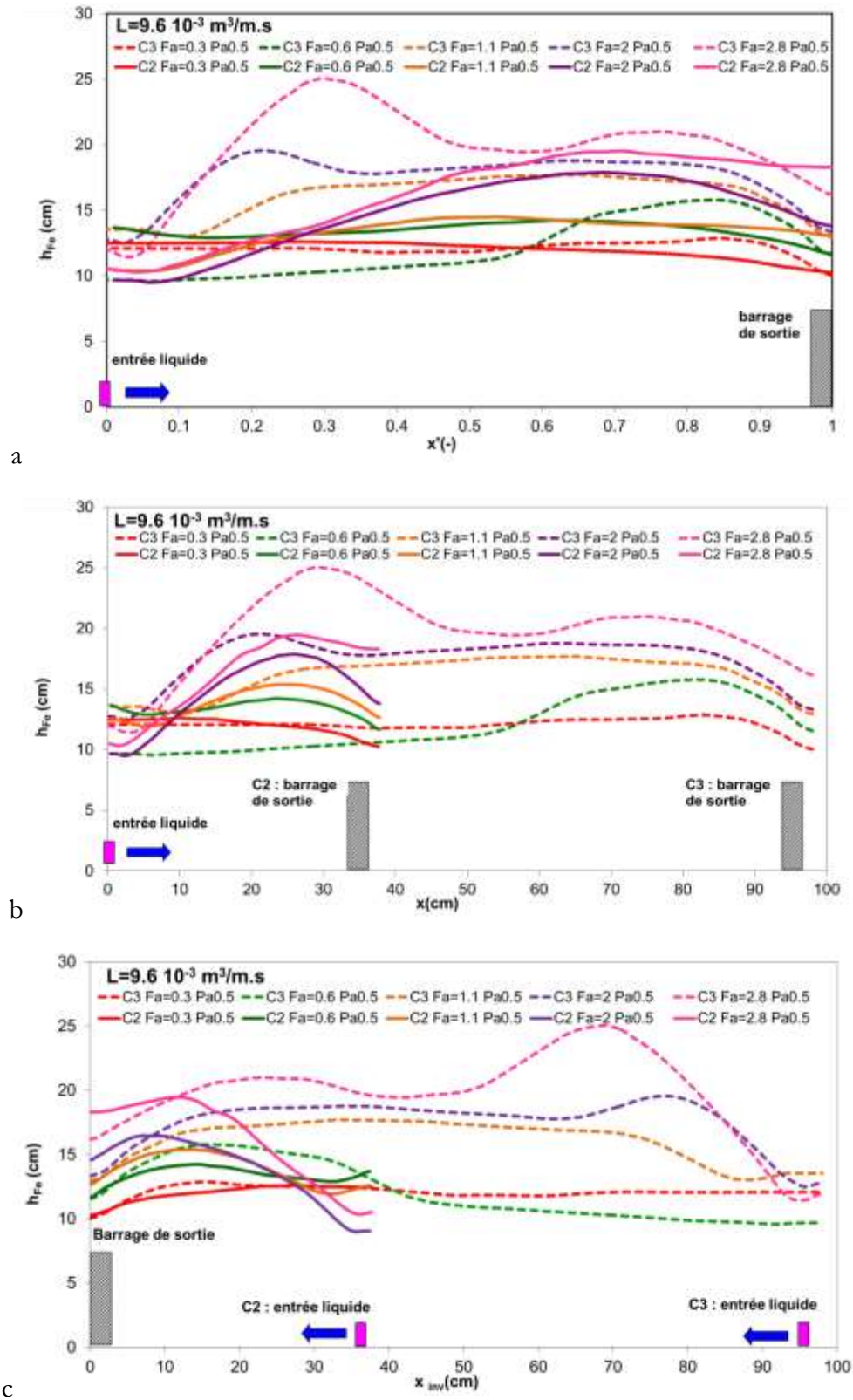
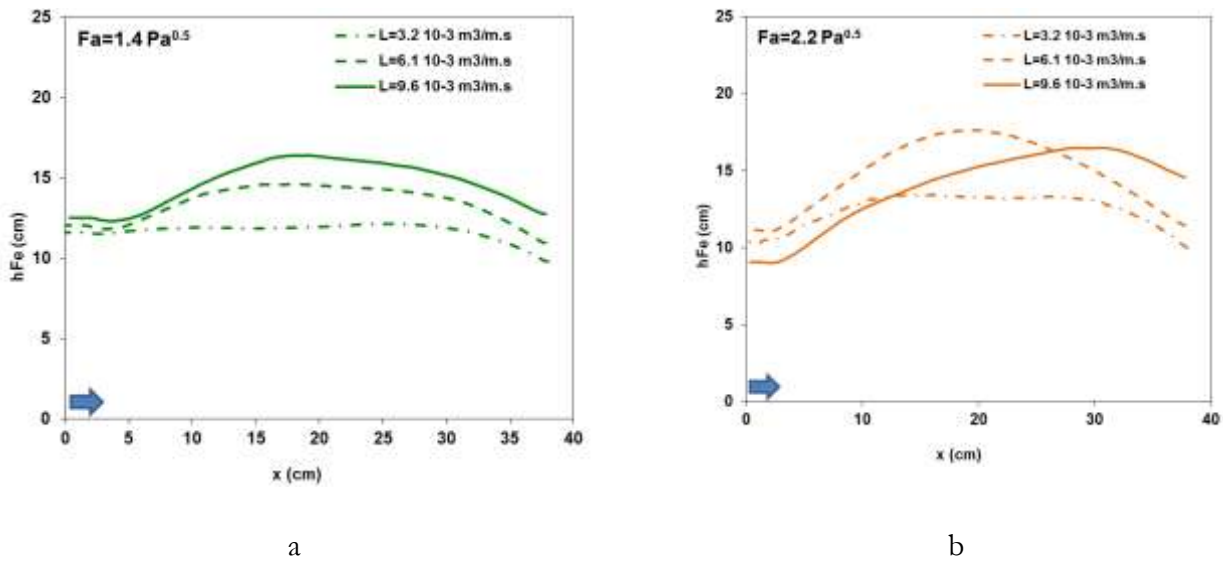


Figure 5-12: Comparaison des profils de l'émulsion sur le plateau entre les deux colonnes. a. en fonction de la distance par rapport à l'entrée liquide normalisée par la longueur de passe  $L_p$  b. en fonction de la distance par rapport à l'entrée liquide c. en fonction de la distance par rapport au barrage sortie

Uys et al. (2012) travaillant sur une colonne avec plateaux perforés rectangulaires ( $L_p=0.475$  m) ont observé une évolution du profil d'émulsion similaire à ce qui est observé, ici, sur la petite colonne ( $L_p=0.36$  m). Ils remarquent, en augmentant, le débit liquide, le déplacement du maximum de l'émulsion vers le barrage de sortie jusqu'à avoir le profil de demi-jet.

Sur la Figure 5-13, deux exemples de l'évolution du profil de l'émulsion sur la petite colonne avec l'augmentation de la charge liquide  $L$  sont présentés. La Figure 5-13.b montre un résultat semblable à ce que décrit Uys et al (2012). Le maximum du profil se déplace vers le barrage de sortie en augmentant le débit liquide. Cette évolution est aussi observée en fixant le débit liquide et en augmentant le débit gaz (transition du 2<sup>ème</sup> au 3<sup>ème</sup> régime).

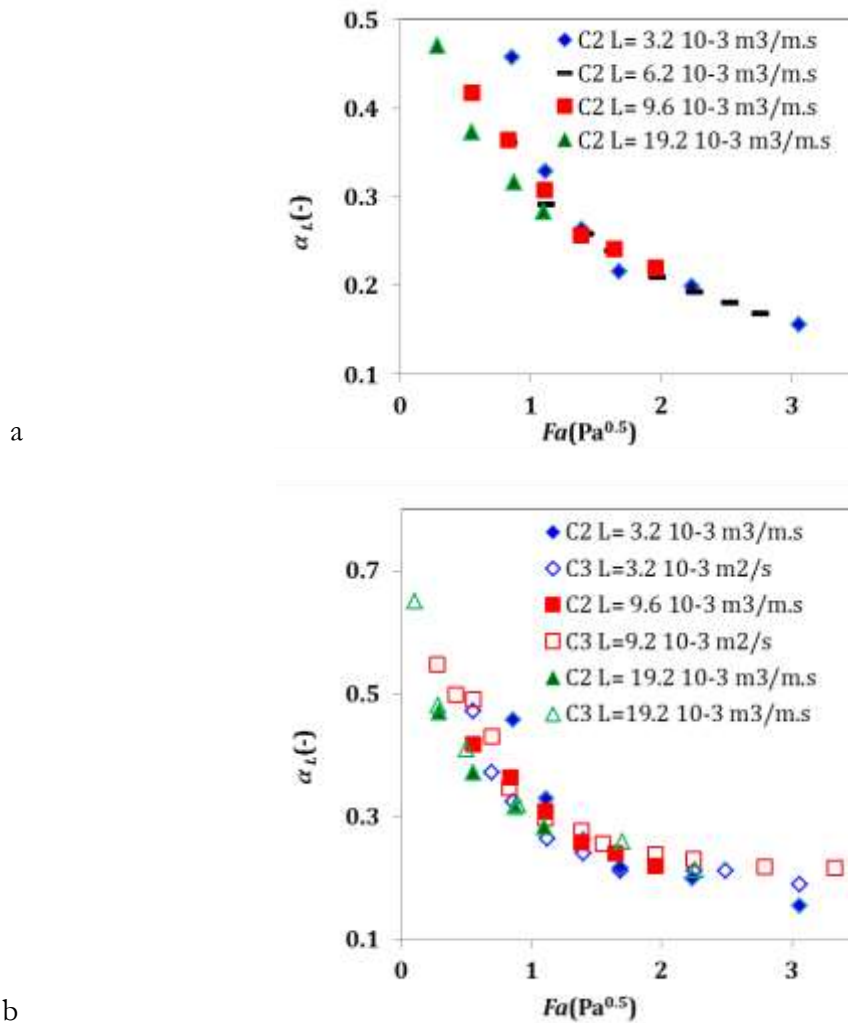


**Figure 5-13 : Évolution du profil moyen de l'émulsion avec la charge liquide sur la petite colonne C2 a. Pour  $Fa=1.4 \text{ Pa}^{0.5}$  b. Pour  $Fa=22.2 \text{ Pa}^{0.5}$**

### c. Rétention liquide

#### i. Rétention liquide moyenne $\alpha_L$ sur le plateau

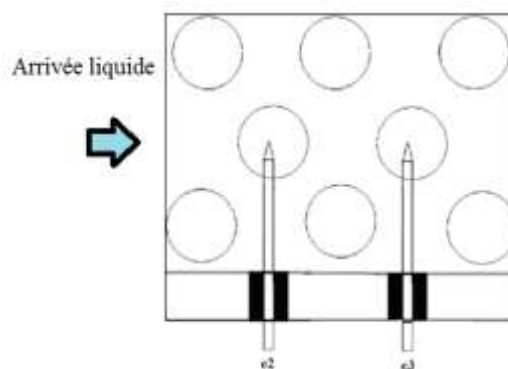
La rétention liquide moyenne sur la colonne C2 est présentée sur la Figure 5-14.a. La faible dépendance par rapport à la charge liquide notée sur la C3 est également observée sur les résultats de la C2. La comparaison avec les points C3 sur la Figure 5-14.b montre une concordance des résultats entre les deux colonnes.



**Figure 5-14: Rétention liquide moyenne pour différentes charges liquides  $L$ . Rétentions moyennes pour la petite colonne C2. b. Comparaison entre les deux colonnes.**

## ii. Rétention liquide locale

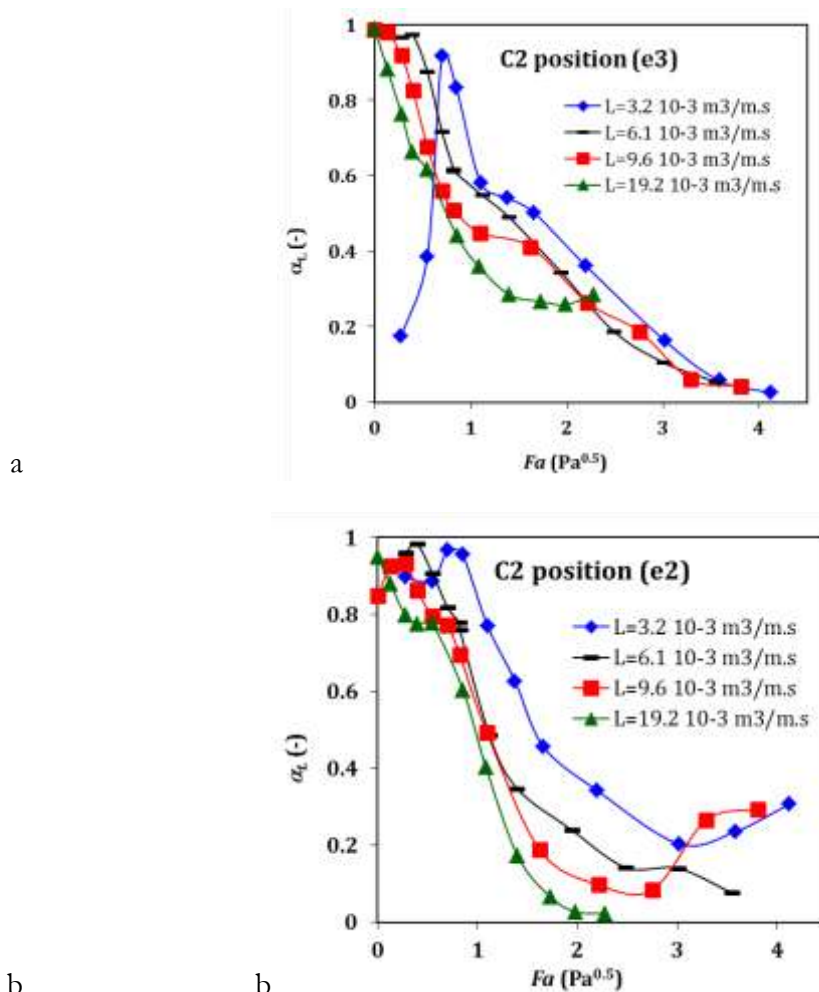
Comme pour la colonne C3, des valeurs locales de rétention liquide à deux positions en milieu de colonne ont été mesurées. Les deux positions, vues de dessus, sont schématisées sur la Figure 5-15.



**Figure 5-15 : Position des sondes optiques sur la petite colonne C2 (vue de dessus)**

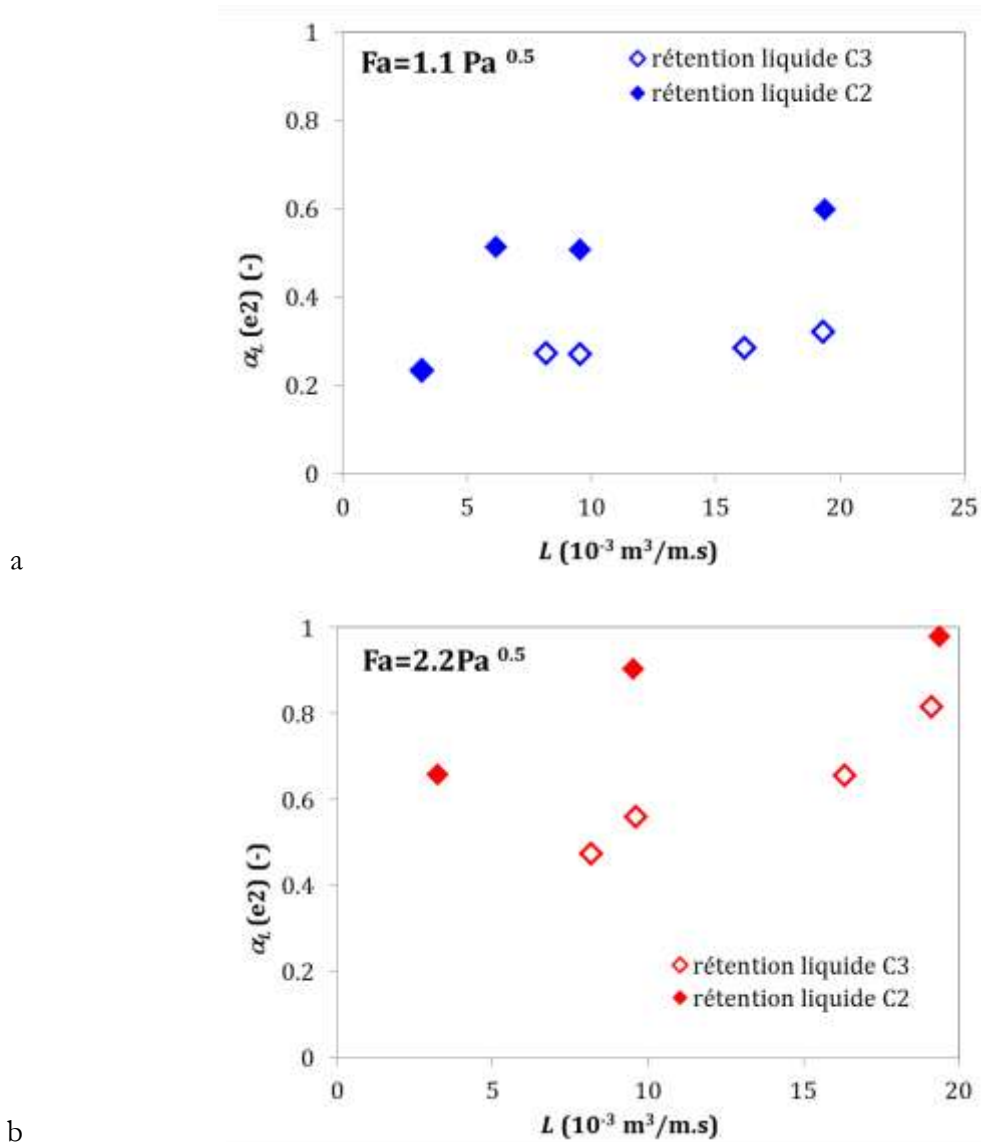
Les positions des sondes sur la colonne C2 sont situées toutes les deux au-dessus de clapets et elles ne sont, donc, pas équivalentes aux positions sur la C3.

Les résultats sont reportés à la Figure 5-16. La rétention locale aux deux points de mesure diminue avec l'augmentation de la charge liquide. Cette évolution peut s'expliquer par l'existence sur le plateau de différentes couches. En sortie des clapets, une couche à gaz continu, juste au contact du plateau, est relatée (Wijn, 1998) suivi d'une couche à liquide continu. Il est possible qu'un déplacement de la couche liquide vers le haut se produise en augmentant le débit liquide ce qui implique que la couche gaz en sortie de clapets s'épaissit. Cela confirmerait le fait que l'inertie liquide facilite l'arrivée du gaz et expliquerait par conséquent la diminution de la rétention locale avec la charge liquide.



**Figure 5-16: Rétentions liquides locales sur la colonne C2. .Pour la position e3. b. Pour la position e2**

Sur la grande colonne C3, la sonde positionnée au-dessus d'un clapet, comme ici pour les deux sondes C2, présente également une rétention locale dépendante de la charge liquide. La Figure 5-17 présente une comparaison des résultats sur les deux colonnes pour la position e2, la plus proche de l'entrée liquide, à facteur cinétique fixe et en fonction de la charge liquide.



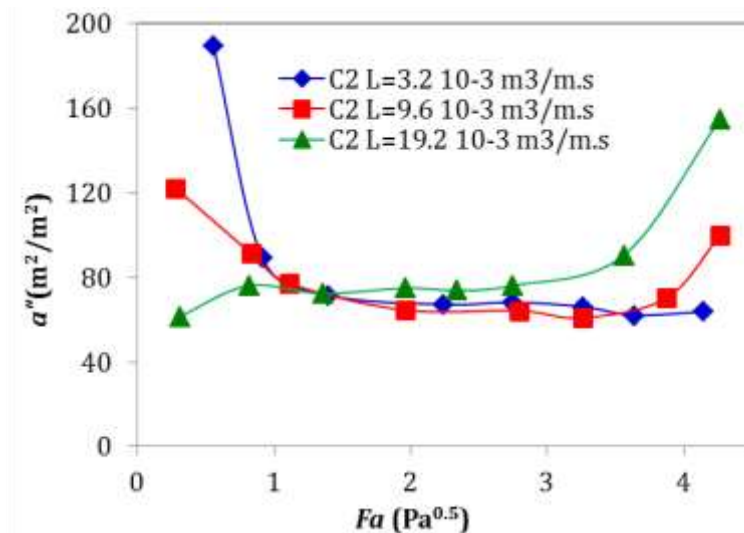
**Figure 5-17 : Evolution de la rétention liquide locale au-dessus d'un clapet (position e2) sur les deux colonnes en fonction de la charge liquide  $L$ . a. Pour un facteur cinétique  $Fa=1.1 \text{ Pa}^{0.5}$  b. Pour un facteur cinétique  $Fa=2.2 \text{ Pa}^{0.5}$**

A même facteur cinétique, l'évolution de la valeur locale de la rétention vis-à-vis de la charge liquide est semblable entre les deux colonnes, par contre les valeurs sont plus importantes sur la petite colonne. La sonde sur la grande colonne est positionnée vers le milieu de la longueur de passe, dans la partie où le profil de l'émulsion est indépendant des conditions de bords, contrairement à la sonde sur la petite colonne qui est, du fait d'une longueur de passe plus courte, plus proche de l'entrée du liquide et par conséquent plus proche d'une zone de forte rétention liquide. De ce fait, la proximité de la sonde sur la petite colonne d'une zone de faible aération gaz explique les valeurs de rétention liquide plus élevées observées sur la Figure 5-17.

#### d. Aire interfaciale

La Figure 5-18 présente les résultats de l'aire interfaciale ramenée à l'aire active sur la petite colonne. Trois zones sont identifiables. La première zone, située vers des régimes de pleurage, présente une évolution non stable de l'aire avec des valeurs excessivement élevées pour les plus faibles débits liquides. La deuxième zone est caractérisée par un plateau peu sensible au débit liquide. Cette faible variation s'explique par le fait que les caractéristiques de l'émulsion sont contrôlées par les conditions aux limites sur le plateau plutôt que par les conditions opératoires. La dernière zone est marquée par la forte augmentation de l'aire, ce qui, comme noté pour la grande colonne, suggère l'engorgement.

Sur la grande colonne C3, trois phases ont été également recensées. Pour la première zone, un comportement sensiblement différent est observé sur la colonne C2. Pour les faibles valeurs de charge liquide des valeurs d'aire d'échange élevées sont mesurées en comparaison avec la grande colonne. Pour les deux autres zones, même si les résultats sur la colonne C2 présentent moins de variation que sur la C3, le comportement général est similaire.



**Figure 5-18: Aire interfaciale ramenée à l'aire active sur la petite colonne C2**

La comparaison des résultats sur les deux colonnes est présentée à la Figure 5-19. La première représentation (Figure 5-19.a) se base sur l'aire active pour normaliser l'aire interfaciale comme pour le facteur cinétique gaz. Un décalage important est constaté entre les deux colonnes malgré la similarité relevée du comportement global. Un mauvais choix de l'aire de référence, ici l'aire active, semble être à l'origine d'une aussi importante différence.

Sur la Figure 5-19.b, l'aire nette  $A_n$  est considérée au lieu de l'aire active que ce soit pour la normalisation de l'aire interfaciale que pour la détermination de la vitesse caractéristique gaz. Avec cette représentation, la différence est sensiblement diminuée. Le liquide quittant le plateau n'est pas totalement désengagé de la phase gaz et continue par conséquent l'échange dans le déversoir.



Avec la considération de l'aire nette, le facteur cinétique  $F_n$  correspondant à la transition vers la troisième zone semble correspondre pour les faibles charges liquide. Par contre pour le plus grand débit liquide le décalage devient important.

Pour cette troisième zone, l'engorgement est approché. Avec un débit liquide important, un changement d'un engorgement de type entrainement de jets vers un engorgement de type déversoir est soupçonné. Ce dernier est plus sensible aux paramètres géométriques du plateau, ce qui explique que l'engorgement se produise à des facteurs cinétiques différents entre les deux colonnes ( $L=19.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ ).

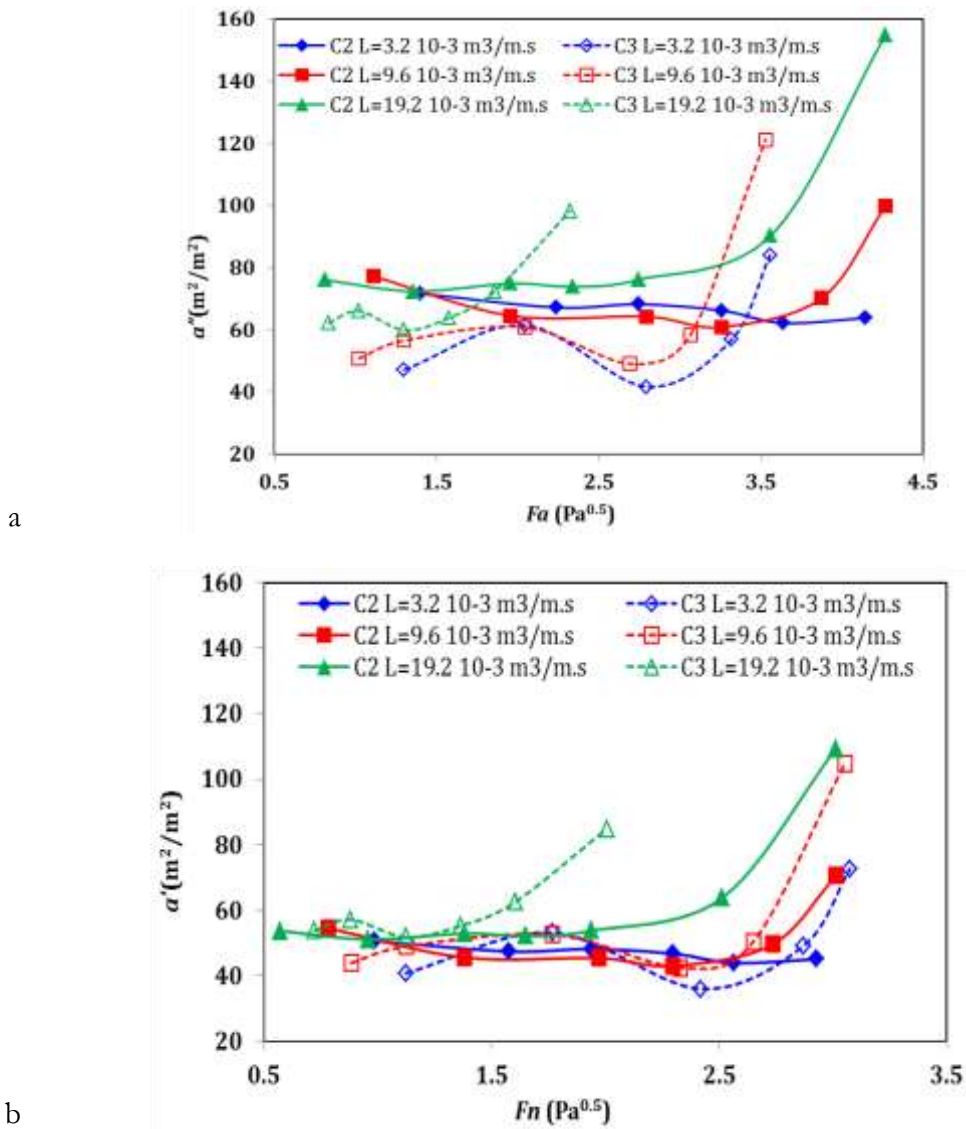


Figure 5-19: Comparaison de l'aire interfaciale entre les deux colonnes. a. Avec l'aire active  $Aa$  comme aire de référence. b. Avec l'aire nette  $An$  comme aire de référence.



### e. Diagramme opérationnel

Comme pour la grande colonne, différentes transitions sont repérables à partir des paramètres hydrodynamiques mesurés sur la petite colonne. La Figure 5-20 présente un récapitulatif des points de transitions de régimes opératoires.

Ici seules trois transitions sont repérées. La quatrième transition relevée sur la grande colonne et correspondant à la transition de pré-engorgement n'a pas été mesurée sur la petite colonne. Cette transition est repérée par rapport à l'établissement de passages préférentiels gaz visibles sur le profil de l'émulsion pour la grande colonne C3. Sur la petite colonne, une telle observation n'était pas faite vu les différences notables entre les profils de l'émulsion pour les deux colonnes.

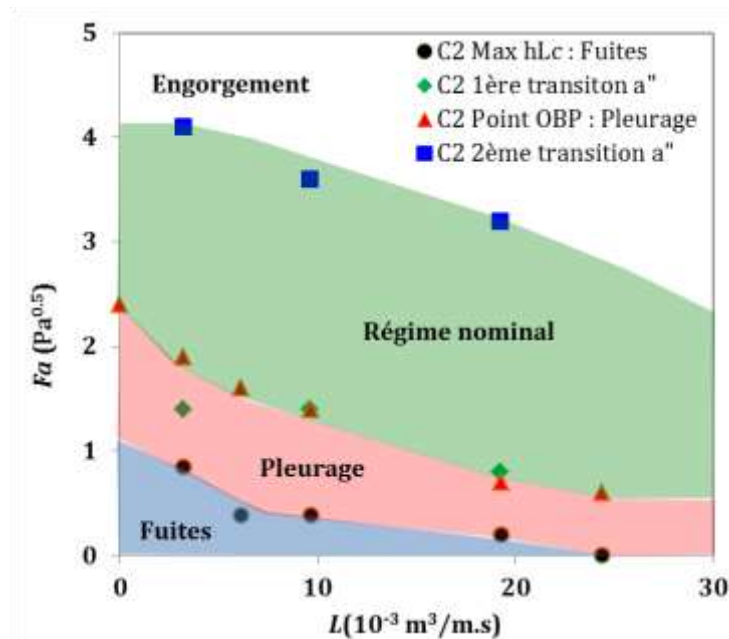


Figure 5-20 : Diagramme opérationnel pour la petite colonne C2

Sur la Figure 5-21 une comparaison des transitions entre les deux colonnes est présentée, en 21.a considérant un facteur cinétique par rapport à l'aire active, et en 21.b considérant l'aire nette.

Sur les limites inférieures de fonctionnement correspondant à des domaines de pleurages les points de transition sur les deux colonnes présentent un accord relativement satisfaisant.

La limite de la zone des fuites présente une diminution rapide avec la charge liquide pour les deux colonnes. L'augmentation de la vitesse horizontale implique une diminution importante des fuites.

Cet effet de la charge liquide est retrouvé également pour la limite de pleurage important. Une dispersion importante des points correspondant à cette transition est observée compte tenu de la considération de différents points de transition pour cette limite (perte de charge, aire interfaciale et profils d'émulsion).

Pour la transition correspondant à l'engorgement, le facteur cinétique gaz qui permet de minimiser l'écart entre les deux colonnes est le facteur cinétique ramené à l'aire nette de la colonne (cf Figure 5-21.b).

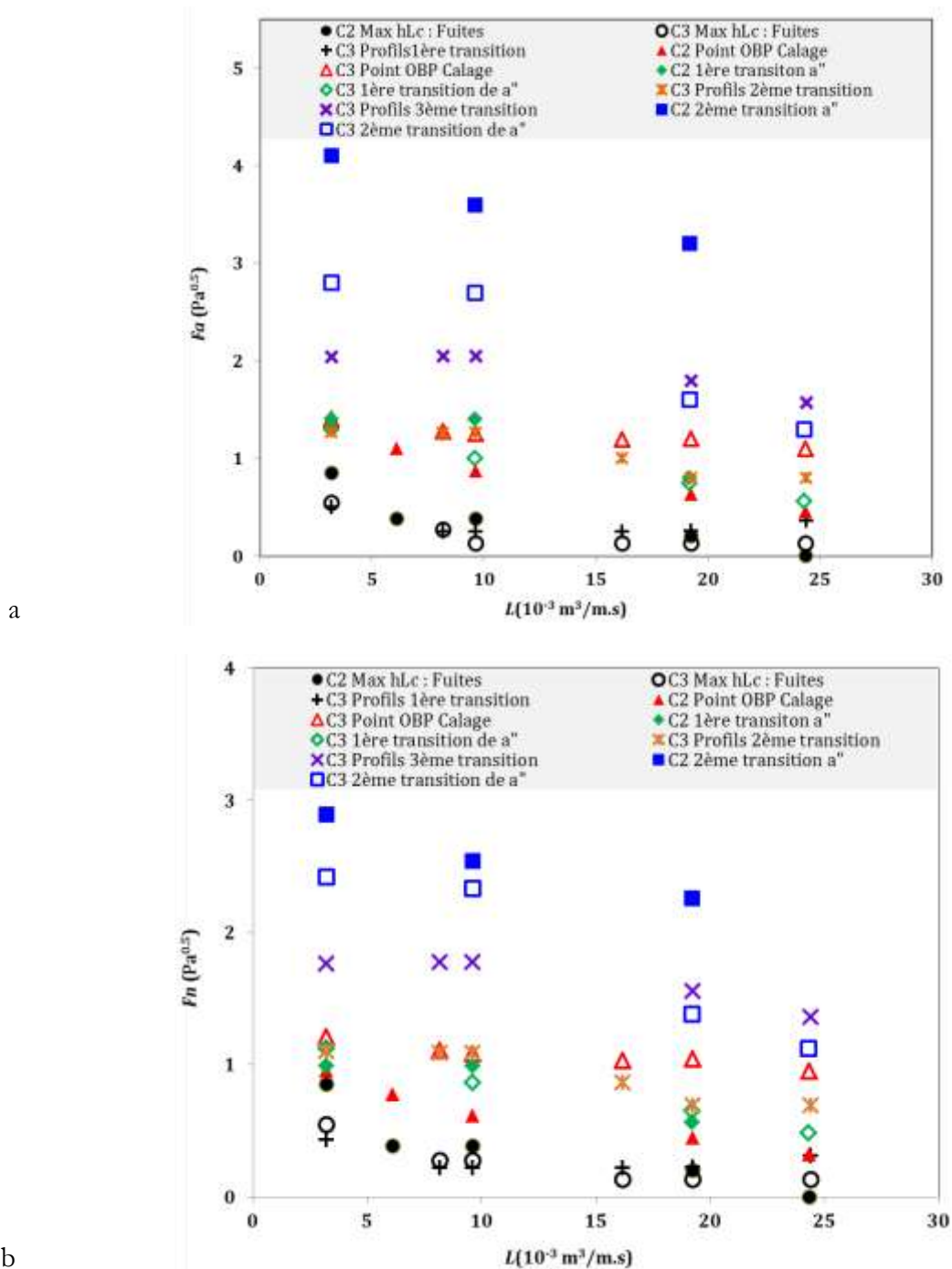


Figure 5-21: Comparaison des transitions hydrodynamiques entre les deux colonnes.  
a. Représentation des limites par rapport au facteur cinétique ramené à l'aire active  $Fa$ . b. Représentation des limites par rapport au facteur cinétique ramené à l'aire nette  $Fn$

Pour la limite d'engorgement sur la grande colonne une différence de comportement a été relevée selon le régime hydrodynamique : émulsion-mixte ou jets. Sur la petite colonne, une seule valeur de l'engorgement en régime d'émulsion est mesurée. Ce manque de points expérimentaux sur cette zone ne permet pas de conclure quant au changement de type d'engorgement sur la petite colonne. En comparaison avec la colonne C3 en régime d'émulsion, cette valeur unique du facteur cinétique gaz sur la C2 est notablement différente des valeurs sur la grande colonne. Par contre les points en régime de jets, présentent, eux, des valeurs plutôt en bon accord. En effet, en régime de jets, le mécanisme conduisant à l'engorgement consiste en un entrainement excessif de gouttelettes liquides. Par conséquent la forte interaction entre les deux phases est le paramètre responsable de l'engorgement contrairement à l'engorgement en régime d'émulsion pour lequel les paramètres géométriques jouent également un rôle important. Une différence sur les valeurs de l'engorgement plus importante est donc susceptible d'avoir lieu en régime d'émulsion plus qu'en régime de jets.

## 5.2 Corrélations : à la recherche de lois d'échelle

Dans ce paragraphe des corrélations empiriques sont présentées pour l'ensemble des deux colonnes en se basant en partie sur la forme des corrélations proposées pour la colonne C3. Sur certains paramètres un comportement similaire entre les deux colonnes a été relevé, une corrélation globale est, dans ce cas, présentée pour l'ensemble des points. Pour les paramètres ayant présentés une différence notable, des corrélations séparées sont présentées en plus d'une corrélation globale moins précise mais qui permet une évaluation d'un ordre de grandeur situé entre les deux colonnes.

En proposant des corrélations globales pour les deux colonnes, l'objectif est qu'elles puissent servir comme base pour une extrapolation à l'échelle industrielle. Une loi d'échelle est ainsi visée. Cette ambition est trop grande pour cette étude sachant que plusieurs paramètres clés ne sont pas étudiés dans le cadre présent. Une manière moins risquée de procéder et donc de proposer des corrélations respectant à minima le principe de similitude. En d'autres termes, pour la construction des corrélations globales le choix des paramètres corrélatifs s'attachera à une écriture basée sur un modèle phénoménologique. La consistance dimensionnelle des corrélations pourra ainsi être respectée.

### 5.2.1 Perte de charge à sec

La perte de charge à sec est dépendante de la vitesse gaz ainsi que des paramètres géométriques des plateaux (clapets, taux d'aire perforée, épaisseur du plateau ...). Les deux colonnes ayant des géométries proches, la vitesse gaz est ici le principal paramètre corrélatif à considérer. Le facteur cinétique ramené à la surface totale de la colonne est mieux représentatif pour les résultats sur les deux colonnes, il est, par conséquent, considéré pour la vitesse gaz.

Sur la Figure 5-4 .b, pour la première zone correspondant à des clapets totalement fermés, la considération du facteur cinétique  $F_s$  ne suffit pas pour avoir une similitude entre les deux colonnes.

Pour la troisième zone, où tous les clapets sont ouverts, une corrélation globale présentant l'évolution de la perte de charge à sec avec la pression dynamique est proposée.

Les points expérimentaux montrent une dépendance au facteur cinétique gaz plus faible qu'une puissance de 2. La puissance trouvée empiriquement correspond à 1.7. Dans la littérature des valeurs semblables ont été reportées (Mustafa et Bekassy, 1997 ; Piqueur et Verhoeye, 1976 ...).

	Corrélation globale	C2	C2
1 <sup>ère</sup> zone	$\Delta P_{Sec} = 465 \times Fs^2$ (5-4)	$\Delta P_{Sec} = 591 \times Fs^{2.6}$ (5-5)	$\Delta P_{Sec} = 759 \times Fs^{1.1}$ (5-6)
2 <sup>ème</sup> zone	Pour $0.8 < Fs < 1.3$ Pa <sup>0.5</sup> $\Delta P_{Sec} = cst = 310$ Pa (5-7)	$\Delta P_{Sec} = cst = 310$ Pa (5-8)	
3 <sup>ème</sup> zone	$\Delta P_{Sec} = 190 \times Fs^2$ (5-9)	$\Delta P_{Sec} = 220 Fs^{1.7}$ (5-10)	

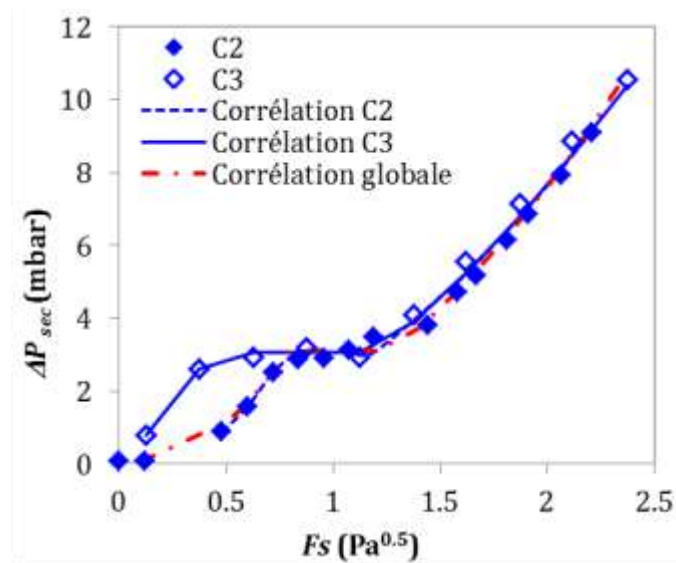


Figure 5-22 Comparaison entre points expérimentaux et corrélation de la perte de charge à sec

### 5.2.2 Perte de charge clapets

La perte de charge clapets représente le même comportement que la perte de charge à sec avec une dépendance du point d'ouverture des clapets à la charge liquide  $L$ . Cette dépendance a

été reliée à l'inertie horizontale du liquide. Ce même paramètre est ici employé pour proposer une corrélation du point d'ouverture des clapets.

La corrélation suivante est proposée:

$$Fa_{OBP}^2 = Fa_0^2 - C \times \rho_L U_L^2 \quad (5-11)$$

avec

$$(Fa_0(Pa^{0.5}), C(-))_{C2} = (1.6, 7.8 \times 10^{-3}) \quad (5-12)$$

$$(Fa_0(Pa^{0.5}), C(-))_{C3} = (1.8, 4.3 \times 10^{-3}) \quad (5-13)$$

Les résultats de ces deux expressions en comparaison avec les points de calage optimisés (voir paragraphe ii) sont présentés à la Figure 5-23.

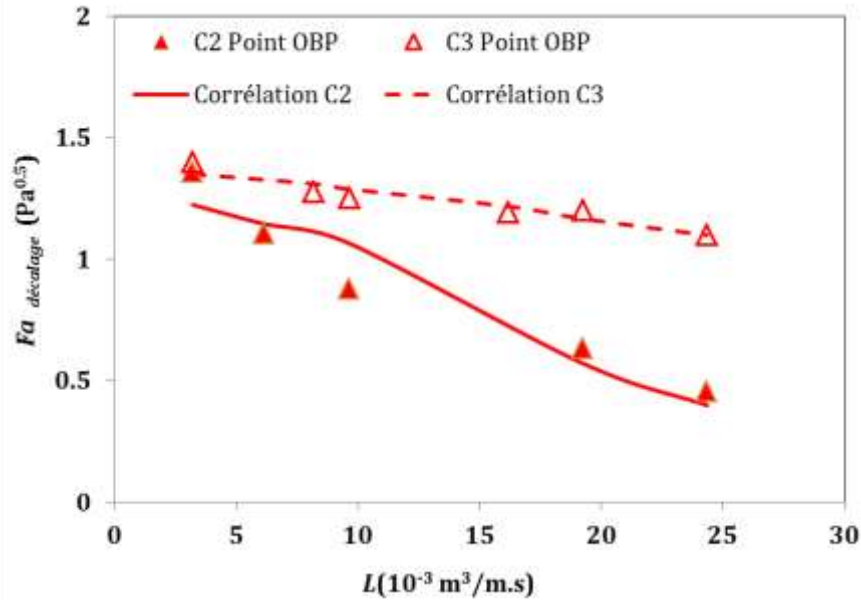


Figure 5-23 : Corrélations du point de calage optimisé sur les deux colonnes

La perte de charge clapets après ouverture des clapets montre un comportement essentiellement dépendant de la vitesse gaz. En prenant en compte le décalage du point d'ouverture permettant d'aligner les courbes avec la courbe de perte de charge clapets du plus faible débit liquide sur la colonne C3, la corrélation suivante en fonction de la pression dynamique du gaz est proposée pour l'ensemble des points :

$$\Delta P_{clapets} = 125 Fa_d^2 \quad (5-14)$$

Une évolution avec le facteur cinétique un peu moins importante que la puissance de 2 est constatée

$$\Delta P_{clapets} = 153 Fa_d^{1.8} \quad (5-15)$$

Une erreur maximale de  $\pm 20\%$  est notée pour cette corrélation

Cette corrélation présente une erreur moins importante que l'expression précédente. Il semble a priori que l'interaction liquide gaz influence la perte de charge clapets et doit être prise en compte.

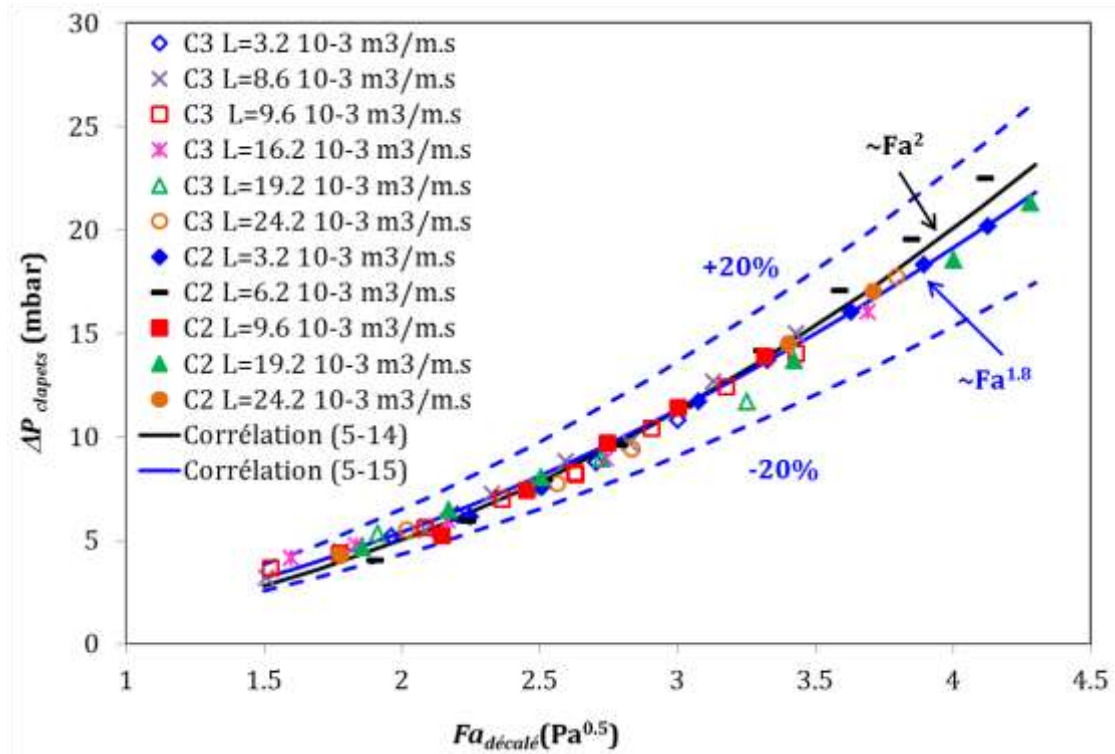
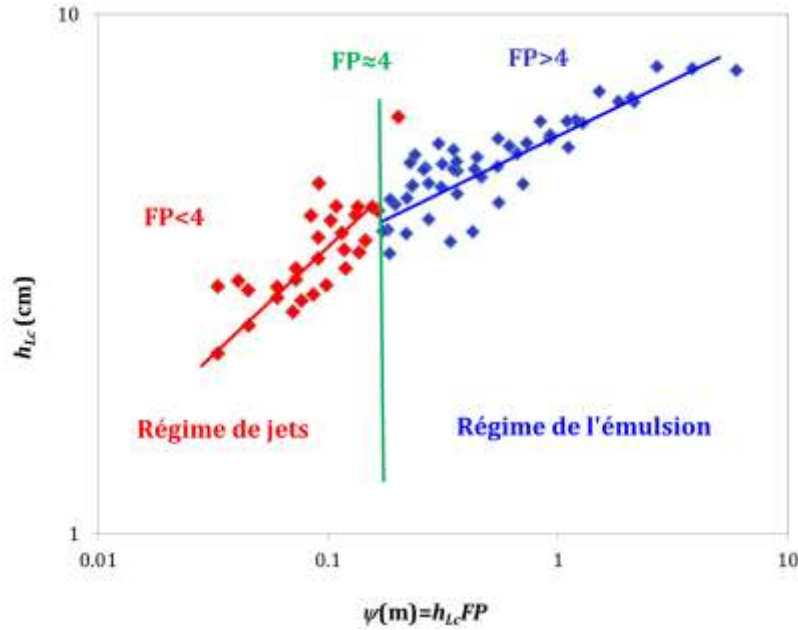


Figure 5-24 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et la corrélation proposée de la perte de charge clapets pour les deux maquettes pour  $L=9.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ .

### 5.2.3 Hauteur de liquide clair

Dans la littérature, plusieurs auteurs affirment que la hauteur de liquide clair dépend du régime hydrodynamique sur le plateau (Dhulesia, 1984 ; El-Azrak, 1988 ; Mustafa et Békassy-Molnar, 1991 et 1997...). Les corrélations présentées dans la littérature par Hofhuis (1980) et par Mustapha et Békassy-Molnar (1997) proposent des expressions différentes selon le régime hydrodynamique.

Hofhuis suggère que la transition entre les régimes émulsion-mixte et jets se produit pour une valeur critique du paramètre d'écoulement  $FP$  (racine carrée des inerties liquide et gaz) comprise entre 3 et 4. D'un autre côté Mustafa et Bekassy (1991) proposent des corrélations de type modèle de trajectoire dans lesquelles la dépendance au ratio de l'écoulement  $\Psi (=FP \cdot h_{L,d})$  est différente selon le régime. En s'appuyant sur les résultats de ces auteurs, l'ensemble des résultats de la hauteur de liquide clair est présenté en fonction du ratio de l'écoulement  $\Psi$  en représentation Log-Log afin de détecter la rupture de pente exprimée par Mustafa et Bekassy et pouvoir ainsi déterminer la valeur du paramètre d'écoulement  $FP$  critique permettant de détecter la transition de régime. Cette démarche conduit à une transition du régime émulsion-mixte vers régime de jets autour d'une valeur de  $FP$  égale à 4 (cf Figure 5-25).



**Figure 5-25 : Identification du seuil de paramètre d'écoulement critique pour la transition de régime sur les plateaux**

En posant  $FP=4$  comme transition entre régime d'émulsion et régime de jets une corrélation de la hauteur de l'émulsion adaptée au régime hydrodynamique peut être proposée.

Dans la suite, les groupements proposés dans le cadre d'une description phénoménologique et permettant une description homogène de la hauteur de liquide clair sont énumérés selon le régime hydrodynamique afin de proposer une corrélation globale pour les deux colonnes. Des corrélations moins « physiques » mais décrivant mieux les dépendances observées sur les deux colonnes seront également fournies.

#### a. Régime d'émulsion

Pour le régime de l'émulsion la forme issue de la description de l'écoulement homogène au-dessus d'un barrage est très utilisée. Ce modèle suggère ainsi d'écrire la hauteur de liquide clair sous la forme suivante :

$$h_L = \alpha_L h_w + C_1 \left( \frac{\alpha_L L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (5-16)$$

La dépendance à une puissance  $2/3$  de la charge liquide est souvent critiquée dans la littérature. Les résultats expérimentaux montrent ici une dépendance plus faible. Afin de corriger cette dépendance, sans dégrader l'homogénéité de l'expression, le paramètre de l'écoulement  $FP$  est considéré. Ainsi pour le régime de l'émulsion la corrélation pour la hauteur de liquide clair s'exprime comme suit :

$$h_L = \alpha_L h_w + 2.178 FP^{-0.115} \left( \frac{\alpha_L L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (5-17)$$

En considérant une dépendance différente de 1/3 pour le groupement  $\alpha_L L^2$ , les corrélations suivantes sont proposées en régime d'émulsion pour les deux colonnes. :

$$h_L(C2) = \alpha_L h_{Fe} = \alpha_L h_w + 0.06469 (\alpha_L L^2)^{0.1052} \quad (5-18)$$

$$h_L(C3) = \alpha_L h_{Fe} = \alpha_L h_w + 0.2688 (\alpha_L L^2)^{0.2264} \quad (5-19)$$

Ces expressions permettent de diminuer les écarts aux points expérimentaux.

### b. Régime de jets

En régime de jets, le mécanisme phénoménologique mis en avant est celui de la théorie de trajectoire. Le liquide transporté est celui issu d'une projection de gouttes. Ainsi connaissant la vitesse horizontale des gouttes projetée il est possible d'exprimer la hauteur de liquide clair en écrivant :

$$h_{Lc} = \frac{L}{V_{D,horizontale}} \quad (5-20)$$

où  $V_{D,horizontale}$  est la vitesse horizontale des gouttes.

La vitesse horizontale des gouttes peut s'exprimer comme une fraction de la vitesse verticale de projection (Bennett et Grimm, 1995) qui, elle, est directement liée à la vitesse du gaz et à la rétention liquide sur le plateau. En effet la vitesse de projection des gouttes provient d'un transfert de quantité de mouvement de la phase gaz vers les gouttes. Van Sinderen et al (2003) proposent une expression de la vitesse de projection. La forme de cette expression est la suivante :

$$V_{D,horizontale} = K \frac{Fa}{\sqrt{\Delta\rho \frac{A_h}{A_a} \alpha_L}} \quad (5-21)$$

Ainsi la hauteur de liquide clair pourrait s'exprimer comme suit :

$$h_L = \frac{L}{V_{D,verticale}} = K' \frac{L}{Fa} \sqrt{\Delta\rho \frac{A_h}{A_a} \alpha_L} \approx C\psi \sqrt{\frac{A_h}{A_a} \alpha_L} \quad (5-22)$$

En réalité l'évolution de  $h_{Lc}$  est loin d'être proportionnelle au ratio de l'écoulement  $\psi$ . Dans la littérature, certains auteurs proposent des expressions homogènes à une longueur mais avec la considération d'autres paramètres comme le pas des perforations, le diamètre des trous ou encore la hauteur du barrage (cf Dhulesia, 1984 ; Hofhuis, 1980). Le problème est que les puissances sont, à priori, ajustées en imposant une dépendance observée par rapport à  $\psi$  mais artificielle pour les autres paramètres (de manière à avoir la dimension d'une longueur).

Comme les points expérimentaux sont loin d'une variation proportionnelle à  $\psi$ , le choix est fait, ici, de proposer une corrélation du paramètre de l'écoulement  $FP$  en fonction du nombre de



Froude  $Fr$  pour le régime de jet et de déduire par la suite la hauteur de liquide claire comme suit :

$$h_L = \frac{\psi}{FP} = \frac{\psi}{C_2 Fr^{a_2}} \quad (5-23)$$

Ce choix conduit à la corrélation suivante :

$$h_L = \frac{\psi}{FP} = \frac{\psi}{1.1 Fr^{-0.3856}} \quad (5-24)$$

Comme en régime d'émulsion, des corrélations empiriques sont proposées pour les deux colonnes en considérant uniquement le ratio de l'écoulement sont présentées :

$$h_L(C2) = 0.0596 \psi^{0.2834} \quad (5-25)$$

$$h_L(C3) = 0.06566 \psi^{0.1193} \quad (5-26)$$

L'expression globale proposée pour l'ensemble des résultats de  $h_{Lc}$  dans les deux régimes présente une erreur de  $\pm 50\%$ . La considération des corrélations empiriques spécifiques à chaque colonne permet de réduire cette erreur à  $\pm 30\%$ .

Les résultats des différentes expressions proposées pour la hauteur de liquide clair sont comparés aux résultats expérimentaux sur la Figure 5-26.

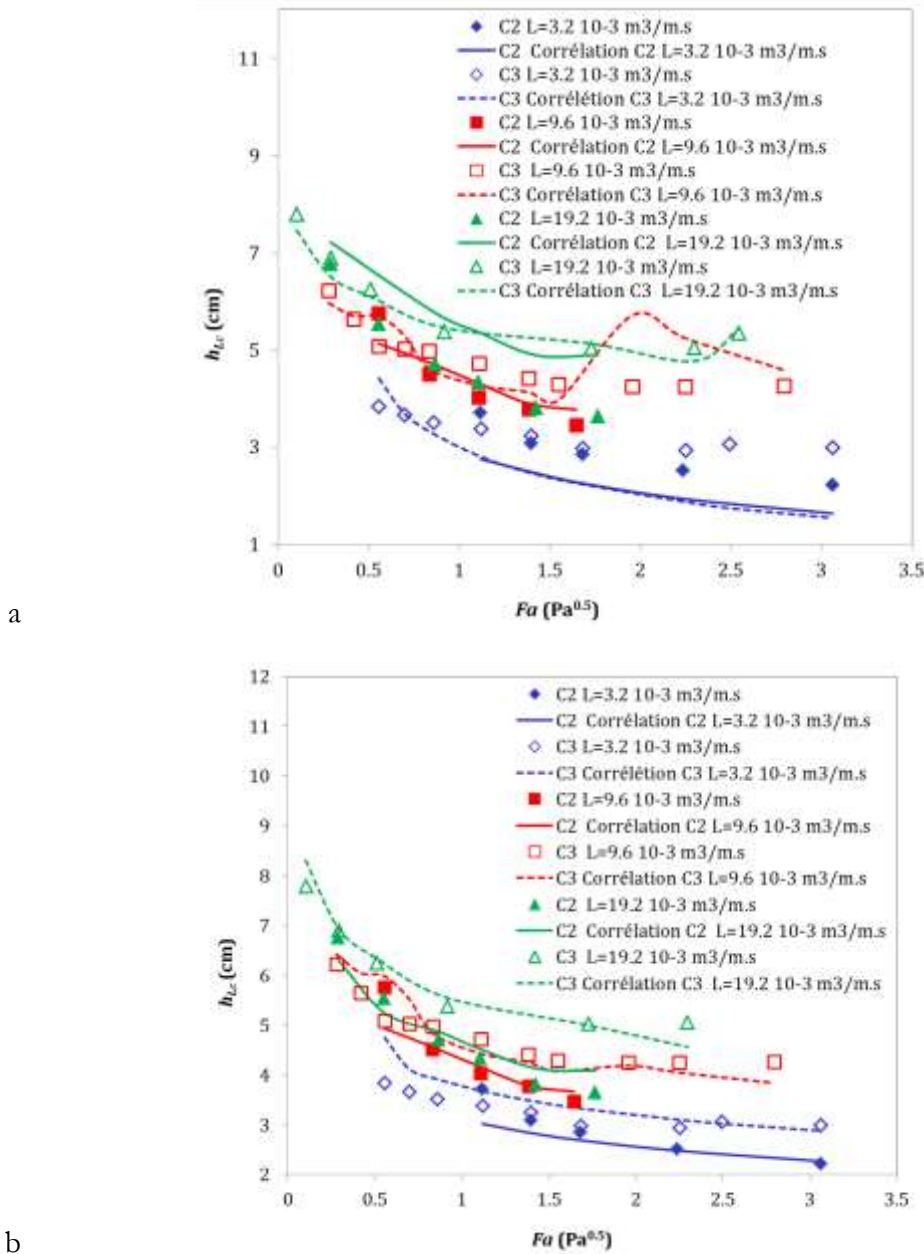


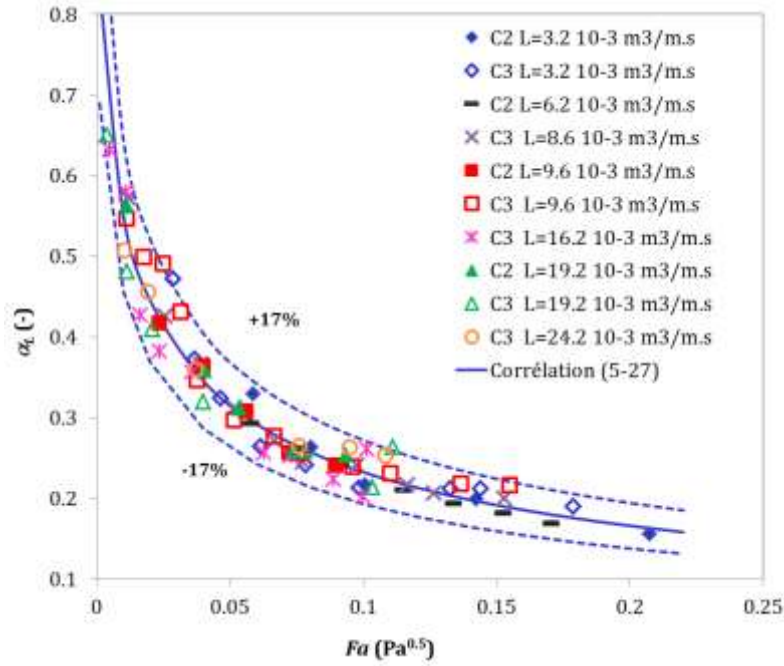
Figure 5-26 : Comparaison entre résultats expérimentaux et résultats de la corrélation de hauteur de liquide clair sur les plateaux. a. Corrélation globale pour les deux colonnes b. Corrélations spécifiques à chacune des colonnes.

#### 5.2.4 Rétention liquide moyenne

La rétention liquide moyenne est le paramètre présentant les résultats les plus proches entre les deux colonnes. Une corrélation unique bâtie sur la forme proposée pour la colonne C3 et employant le nombre de Froude est présentée ici pour l'ensemble des points sur les deux colonnes :

$$\alpha_L = \frac{1}{1 + 13.3 Fr^{0.605}} \quad (5-27)$$

Cette corrélation présente une erreur de  $\pm 17\%$ . Les résultats sont présentés sur la Figure 5-27.



**Figure 5-27 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et la corrélation présentée pour la rétention liquide moyenne.**

### 5.2.5 Hauteur de l'émulsion moyenne

La hauteur moyenne de l'émulsion est déduite des corrélations de la hauteur de liquide clair et de la rétention moyenne sur le plateau. En considérant la corrélation globale de la hauteur de liquide clair, l'expression de la hauteur de l'émulsion donne :

en régime d'émulsion-mixte  $FP > 4$  :

$$h_{Fe} = \frac{h_L}{\alpha_L} = h_w + 2.178 FP^{-0.115} \left( \frac{L}{\alpha_L} \right)^{\frac{2}{3}} g^{-\frac{1}{3}} \quad (5-28)$$

en régime de jets  $FP < 4$  :

$$h_{Fe} = \frac{\psi}{1.1 Fr^{-0.3856}} (1 + 13.3 Fr^{0.605}) \quad (5-29)$$

La considération des corrélations spécifiques pour chaque colonne donne les expressions suivantes :

régime d'émulsion-mixte  $FP > 4$  :

$$h_{Fe}(C2) = \frac{h_L}{\alpha_L} = h_w + 0.0647 \alpha_L^{-0.895} L^{0.21} \quad (5-30)$$

$$h_{Fe}(C3) = \frac{h_L}{\alpha_L} = h_w + 0.269 \alpha_L^{-0.774} L^{0.453} \quad (5-31)$$

régime de jets  $FP < 4$  :

$$h_{Fe}(C2) = 0.0596 \nu^{0.2834} (1 + 13.3 Fr^{0.605}) \quad (5-32)$$

$$h_{Fe}(C3) = 0.06566 \nu^{0.1193} (1 + 13.3 Fr^{0.605}) \quad (5-33)$$

L'erreur relative de ces expressions est de  $\pm 30\%$ . Les résultats de cette corrélation sont présentés sur la Figure 5-28.

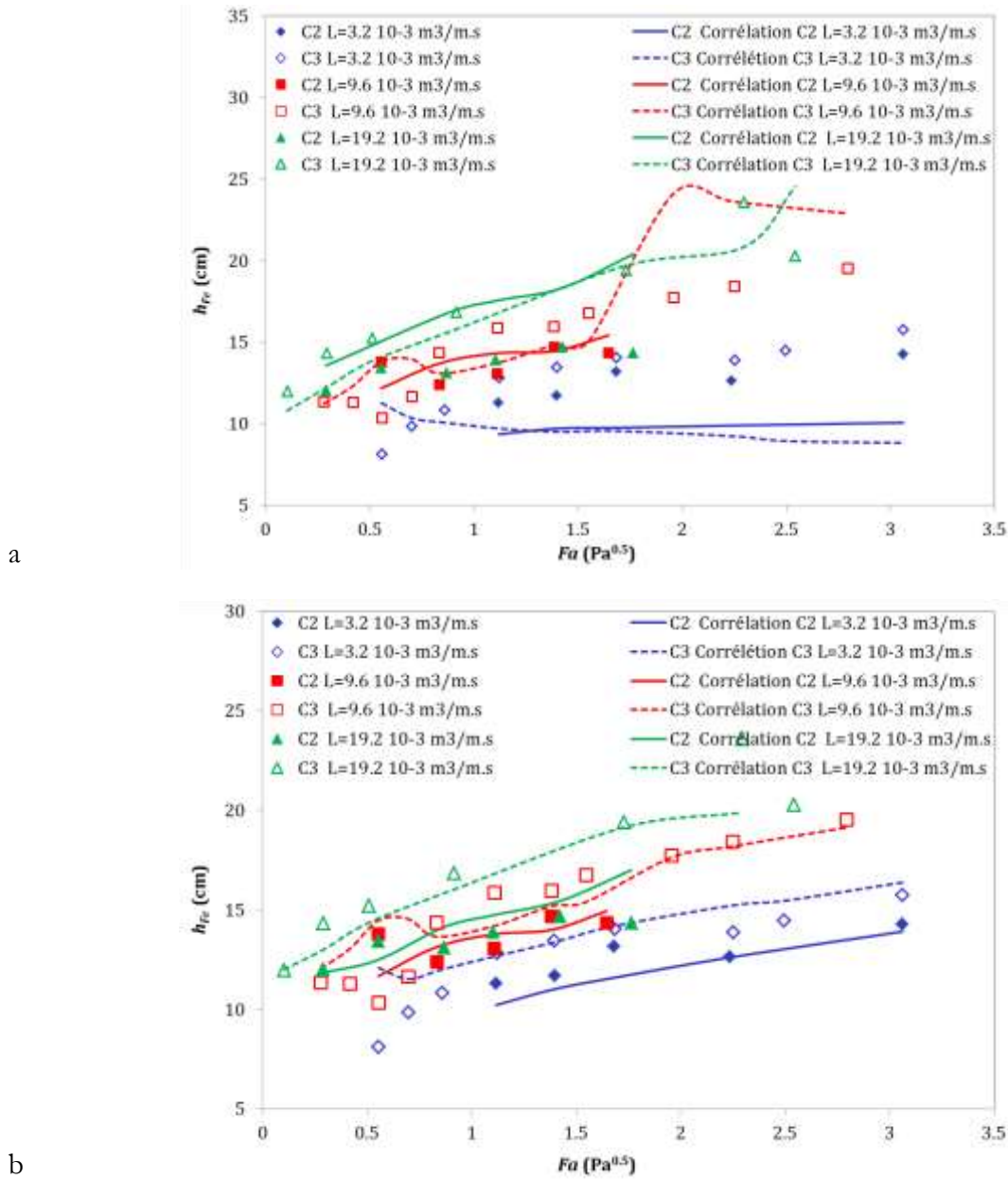


Figure 5-28 : Comparaison des corrélations de la hauteur de l'émulsion moyenne aux points expérimentaux a. corrélation globale b. corrélations spécifiques pour chaque colonne

**Remarque : utilisation des corrélations  $h_L$ ,  $\alpha_L$  et  $h_{Fe}$**

Les corrélations proposées font intervenir des paramètres corrélatifs tels que le nombre de Froude  $Fr$  ou le paramètre de l'écoulement  $FP$  nécessitant la connaissance de la hauteur de liquide clair. Afin de pouvoir utiliser les corrélations proposées, deux corrélations génériques de la hauteur de liquide clair  $h_L$  et de la rétention moyenne liquide  $\alpha_L$  dépendantes respectivement du ratio de l'écoulement  $\Psi$  et du facteur cinétique gaz  $Fa$  sont proposées. Elles permettent d'estimer des valeurs initiales de la hauteur de liquide clair, de la rétention liquide ainsi que de la hauteur de l'émulsion. À partir de ces valeurs un calcul itératif permet d'appliquer les corrélations proposées.

Les deux corrélations génériques sont les suivantes :

$$\alpha_L = \frac{1}{1 + 2.09Fa^{0.68}} \quad (5-34)$$

$$h_L = 0.0596\Psi^{0.217} \quad (5-35)$$

### 5.2.6 Transitions du diagramme opérationnel

Comme pour l'ensemble des données précédentes, des corrélations homogènes pour les transitions opérationnelles peuvent être recherchées.

Les deux paramètres adimensionnels ayant une importance considérable sur l'écoulement étant le nombre de Froude et le paramètre de l'écoulement  $FP$ , les trois transitions sont exprimées en fonction de ces deux variables.

Pour les deux transitions liées au domaine de pleurage les corrélations suivantes sont retenues:

domaine de fuites

$$Fr_{Fuites} = 0.06985 FP^{-0.614} \quad (5-36)$$

fort pleurage

$$Fr_{Pleurage} = 0.1369 FP^{-0.52} \quad (5-37)$$

Pour la transition de l'engorgement, il était plus difficile de mettre la limite de la capacité en fonction des deux variables choisies pour l'engorgement en régime de jets. Cela est probablement dû au fait que la capacité sur cette région est quasiment indépendante de la charge liquide. Finalement les corrélations suivantes sont proposées pour la limite de l'engorgement :

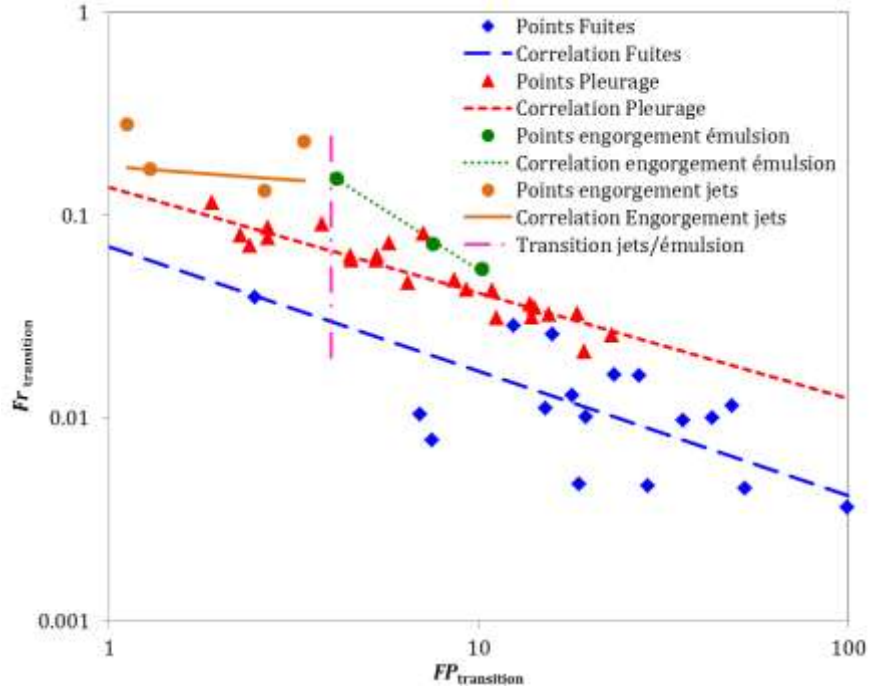
en régime de jets  $FP < 4$

$$Fr_{Engorgement}^{Jets} = 0.1735 FP^{-1.17} \quad (5-38)$$

en régime d'émulsion  $FP > 4$

$$Fr_{Engorgement}^{Jets} = 0.7843FP^{-0.132} \quad (5-39)$$

Le diagramme opérationnel ainsi trouvé est présenté sur la Figure 5-29.



**Figure 5-29 : Diagramme opérationnel adimensionné**

Les erreurs associées à ce diagramme adimensionné sont importantes. Pour cette raison des corrélations empiriques pour les facteurs cinétiques de transition sont proposées.

Les limites de pleurage sont souvent présentées en fonction du nombre de Froude, puisque le mécanisme mis en évidence est la compétition entre le poids du liquide sur le plateau, et l'inertie gaz. Les corrélations suivantes peuvent ainsi être adoptées :

$$Fa_{Fuites} = 12.63Fr^{0.853} \quad (5-40)$$

$$Fa_{Pleurag} = 7.88Fr^{0.67} \quad (5-41)$$

Les résultats sont présentés sur la Figure 5-30 et la Figure 5-31.

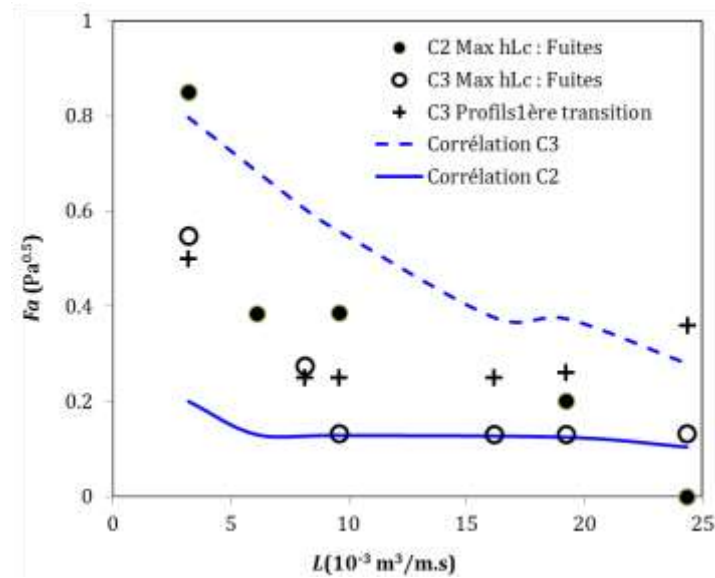


Figure 5-30 : Comparaison entre points expérimentaux et corrélation de limite de fuites.

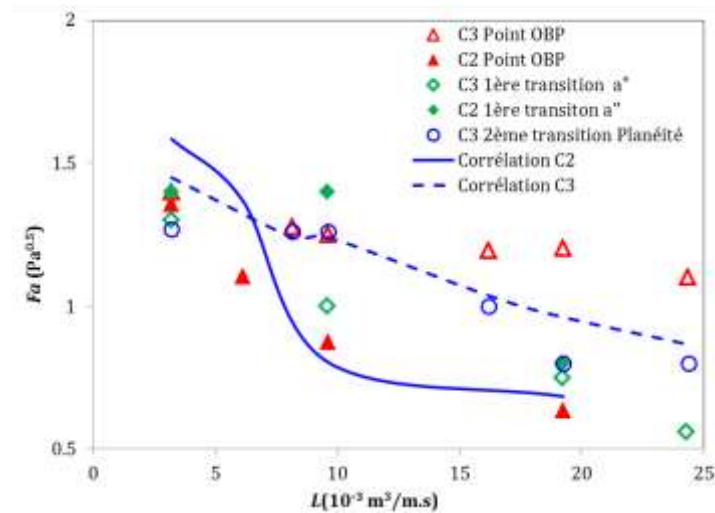


Figure 5-31 : Comparaison entre points expérimentaux et corrélation de limite de fort pleurage.

En régime de jets les valeurs de facteur cinétique correspondant à l'engorgement pour les deux colonnes sont relativement proches. Une faible dépendance à la charge liquide est notée. La considération du nombre de Froude permet de décrire convenablement l'évolution avec la charge liquide.

Par contre pour le régime de l'émulsion, une différence entre les deux colonnes est relevée. Seul le ratio de l'écoulement est considéré comme paramètre corrélatif pour ce régime.

La corrélation proposée est la suivante :

Régime de jet  $FP < 4$  :

$$Fn_{\text{Engorgement}} = 3.98 Fr^{0.274} \quad (5-42)$$

Régime d'émulsion  $FP > 4$  :

$$Fn_{Engorgement} = 0.771 \psi^{-0.644} \quad (5-43)$$

Les résultats sont présentés sur la Figure 5-32.

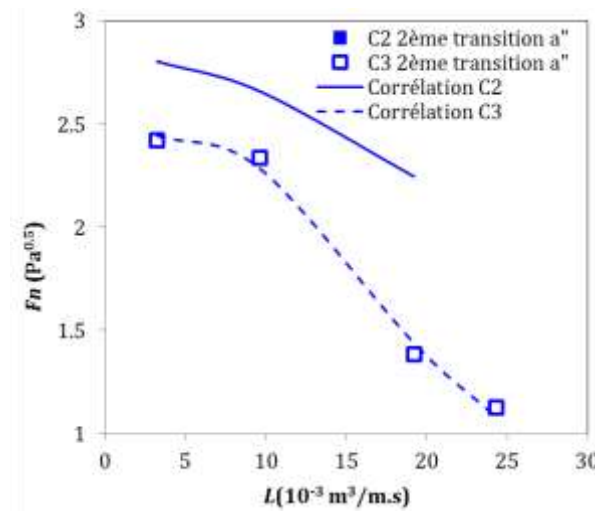


Figure 5-32 : Comparaison de la corrélation d'engorgement avec les points expérimentaux

### 5.3 Conclusion

La variation de la longueur de passe  $L_p$  n'est pas relatée dans les travaux de la littérature. L'étude comparative présentée ici entre les deux colonnes C2 et C3, ayant des  $L_p$  différentes, révèle que ce paramètre a une influence non négligeable sur le comportement de l'écoulement.

La comparaison montre un comportement global avec des similitudes entre les deux colonnes mais en même temps met en évidence l'existence de certaines divergences qui présentent des risques pour l'extrapolation de la petite colonne vers la grande.

Antérieurement à une comparaison des paramètres de l'écoulement sur le plateau, les vitesses caractéristiques du liquide et du gaz ont été identifiées. Ainsi la charge liquide  $L$  et le facteur cinétique gaz  $Fa$  ont été adoptés pour dresser la comparaison des deux colonnes.

L'effet de la longueur de passe a été mis en évidence par la comparaison de grandeurs globales et locales :

une similitude globale est remarquée pour certaines grandeurs, tels que la rétention moyenne  $a_L$  et la perte de charge clapets  $\Delta P_{clapets}$ . Des comportements transposables de la petite vers la grande colonne sont ainsi repérés mais à condition de prendre certaines précautions. Par exemple, un effet de l'inertie liquide sur la perte de charge à clapets, différent pour les deux colonnes, a été identifié et doit être pris en compte lors de l'extrapolation.

d'autres paramètres montrent une différence notable. Ceci est le cas des profils de l'émulsion qui présentent une évolution dépendant de la longueur de passe. Les observations sur les deux colonnes prouvent que sur la petite colonne les conditions d'entrée et de sortie du plateau influencent fortement la hauteur de l'émulsion ainsi que la hauteur de liquide clair alors que sur



la grande colonne la longueur de passe est suffisamment large pour qu'un écoulement indépendant des conditions d'entrée et de sortie puisse s'établir sur le plateau.

d'autre part les résultats sur l'aire interfaciale pointent la complexité du choix des bons paramètres pour d'extrapolation : pour cette grandeur le choix du facteur cinétique gaz rapporté à l'aire nette du plateau  $F_n$  s'est montré plus pertinent que celui d'un facteur cinétique ramené à l'aire active. Ce dernier est pourtant le paramètre le mieux représentatif pour d'autres grandeurs comme la perte de charge. Une vigilance particulière doit, par conséquence, être apportée à ce point.

Les résultats expérimentaux ont permis la proposition d'un diagramme hydrodynamique unique pour les deux colonnes. Deux types de corrélations empiriques sont proposés : des corrélations globales et des corrélations spécifiques pour chaque colonne. Les corrélations globales, prenant en compte l'ensemble des résultats sur C2 et C3, se basent sur des descriptions phénoménologiques de l'écoulement suivant le régime hydrodynamique. Les corrélations spécifiques ne sont pas homogènes d'un point de vu dimensionnel mais décrivent les vraies dépendances observées expérimentalement. La difficulté de proposer des corrélations totalement adimensionnées, prouvent que certains phénomènes ne sont toujours pas bien décrits. Une compréhension plus fine du comportement local sur le plateau est requise en vue d'améliorer les corrélations et pouvoir proposer des lois d'échelles solides et représentatives.

Au vu de la large gamme de variation de la longueur de passe sur les unités industrielles (voir Tableau 5-1), les deux comportements observés sur les colonnes C2 et C3 peuvent être rencontrés. En première approche, les corrélations homogènes, proposées ici, peuvent être considérées pour l'extrapolation vers les unités industrielles. La gamme industrielle des vitesses liquide et gaz étant balayée par la présente étude, le risque lié à l'utilisation des corrélations proposées reste raisonnable. À noter tout de même que l'effet de paramètres importants, non-étudiés ici, tels que les paramètres physico-chimiques, doit être d'abord investi et intégré dans les corrélations.

Par contre si une optimisation des outils est visée, alors la considération de lois prenant en compte l'effet de la longueur de passe est recommandée. Des lois nécessiteront alors une compréhension plus avancée de certains phénomènes comme l'interaction entre les deux phases.



# Chapitre 6

## État de l'art des simulations sur plateaux et terme d'interaction gaz liquide

Malgré l'abondance relative des travaux expérimentaux sur les plateaux, des zones d'ombre persistent surtout concernant le comportement à une échelle plus locale sur le plateau. La raison derrière de telles lacunes réside essentiellement dans la difficulté de mettre en place des mesures locales, surtout pour des colonnes de taille conséquente. Un moyen attractif pour combler ces manques est l'utilisation des outils de simulations CFD. Celles-ci permettent d'accéder plus facilement et de manière moins onéreuse au comportement local de l'écoulement, encore faut-il valider leur pertinence par rapport à la réalité. En effet, avant de pouvoir exploiter ces outils de simulation, il est souvent indispensable de leur fournir des informations caractéristiques du problème. On parle alors de lois de fermetures. Si l'information passée à l'outil est erronée ou biaisée, il est parfaitement logique d'avoir au final une simulation non représentative de la réalité.

Dans le cas des plateaux, des travaux de simulations CFD sont de plus en plus disponibles dans la littérature. Dans la première partie de ce chapitre, une revue de ces travaux est présentée. L'intérêt sera porté en particulier sur les termes de fermeture employés. Ceux-ci concernent plus spécifiquement le terme d'interaction entre les phases gaz et liquide sur le plateau.

Dans une deuxième partie, l'interaction entre phases est discutée. Cette section sera divisée en trois grands paragraphes. Dans le premier, une revue bibliographique sur le terme d'interaction en milieu diphasique est proposée avec une évaluation des termes les plus importants dans le cas de l'écoulement sur les plateaux. Dans le deuxième paragraphe, une approche expérimentale est proposée afin d'estimer le terme d'interaction dans le cadre présent. Finalement une approche pour la modélisation du terme de fermeture pour la simulation numérique sera proposée.

### Contenu

6	État de l'art des simulations sur plateaux et terme d'interaction gaz liquide .....	154
6.1	Simulations de l'écoulement sur un plateau.....	156
6.1.1	Modèles monophasiques.....	156
6.1.2	Modèles 2D pseudo-diphasiques et diphasiques .....	157
6.1.3	Modèles 3D diphasiques .....	158

6.1.4	Autres approches .....	162
6.2	Interaction gaz liquide : différentes forces d'interaction .....	162
6.2.1	Introduction .....	162
6.2.2	Force de trainée.....	163
6.2.3	Force de masse ajoutée et force de Tchen .....	167
6.2.4	Force d'histoire (ou de Basset).....	171
6.2.5	Force de portance .....	171
6.2.6	Force de dispersion.....	176
6.3	Choix de la loi de fermeture.....	176
6.3.1	Comparaison des différentes forces .....	176
6.3.2	Estimation expérimentale d'une force de trainée globale .....	178
6.3.3	Force de trainée : approche pour la CFD.....	188
6.4	Conclusion.....	189

## 6.1 Simulations de l'écoulement sur un plateau

Les outils de simulation CFD (Computational Fluid Dynamics) suscitent un intérêt important (Olujic et al., 2009). Leur utilisation pour la prédiction des écoulements multiphasiques dans des équipements de procédés (Zarei et al., 2010) est de plus en plus répandue pour les avantages qu'ils présentent : moindre dépendance aux unités pilotes d'expérimentation, possibilité d'étudier indépendamment l'influence de plusieurs paramètres notamment géométriques et physico-chimiques, description locale des écoulements pouvant être intégrée à la prédiction de l'efficacité réelle des procédés ou encore intérêt pour l'extrapolation.

L'appel à la CFD pour les écoulements sur plateaux perforés de colonnes de distillation se fait depuis quelques années (Mehta et al., 1998; Yu et al., 1999). Pour les plateaux à clapets, les premiers essais sont plus récents (Li et al., 2009) mais généralement mettent en œuvre des modèles et des hypothèses similaires à ce qui est déjà mis en place pour les plateaux perforés.

Dans ce paragraphe les différentes approches de modélisation des plateaux sont présentées.

### 6.1.1 Modèles monophasiques

Des simulations en monophasiques sont effectuées. Celles-ci permettent de dégrossir le problème et de mettre en évidence certains phénomènes tels que la recirculation du liquide au niveau des zones mortes géométriques (parties en arc de cercle, près des parois, sur un plateau circulaire).

Wang et al. (2008) présentent des résultats de simulation en gaz seul sur un plateau à clapets fixes permettant de décrire la perte de charge à sec.

Van Baten et Krishna (2003) proposent, dans un premier temps, sur un plateau perforé circulaire un modèle 2D avec liquide seul (voir Figure 6-1). Cette approche permet de mettre en évidence la formation de zones de recirculations sur le plateau, présentes au niveau des zones mortes, ainsi qu'une non-uniformité de la vitesse liquide avec un maximum au centre du plateau. Ces approches monophasiques mettent en évidence certains phénomènes mais sont loin de décrire la réalité de l'écoulement diphasique. Pour cette raison, Krishna et Van Baten (2003) proposent de passer à une modélisation 3D qui intègre l'écoulement du gaz.

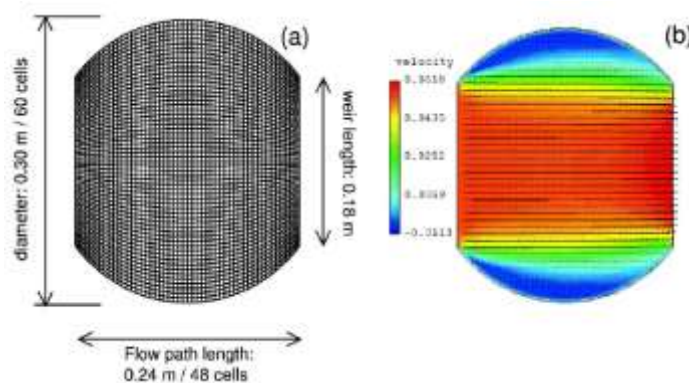


Figure 6-1 : Modèle 2D en liquide seul. Krishna et Van Baten (2003)

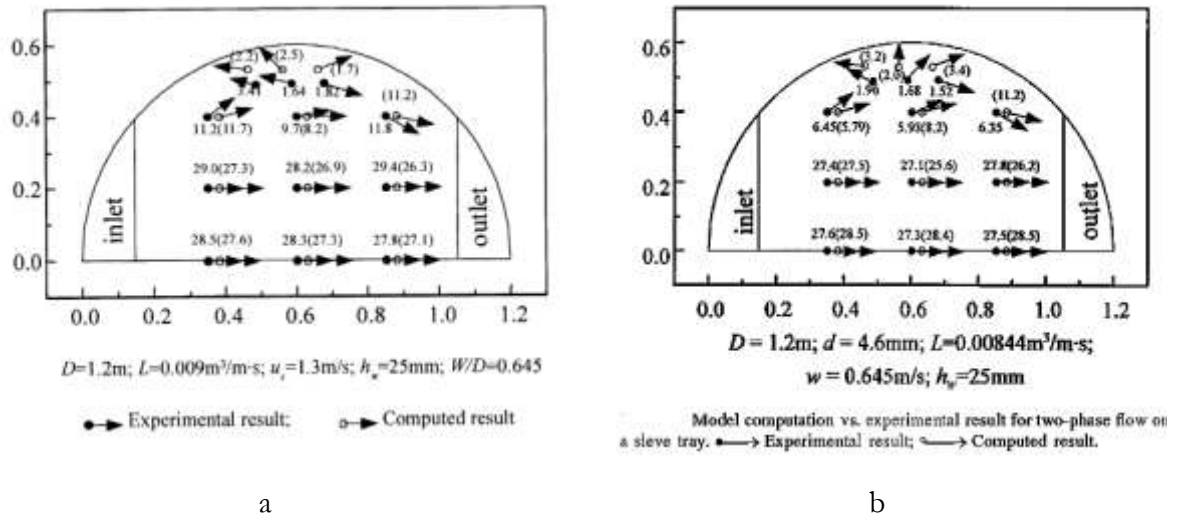
### 6.1.2 Modèles 2D pseudo-diphasiques et diphasiques

Des modèles 2D (même sens que sur la Figure 6-1) pseudo-diphasiques modélisent l'écoulement liquide en tenant compte de la présence du gaz via des termes sources.

Mehta et al. (1998) adoptent une approche où la vitesse gaz est supposée uniforme sur tout le plateau et les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement sont écrites pour la phase liquide en intégrant la présence du gaz dans trois termes : un terme de transfert de quantité de mouvement, une rétention liquide et une viscosité effective uniformes sur le plateau. Ces différents termes sont modélisés à partir de corrélations expérimentales empiriques proposées pour les plateaux perforés (Colwell, 1979 ; Zuidegeweg, 1982). Les vitesses locales simulées sont comparables aux résultats expérimentaux de Solari et Bell (1986) mais l'hypothèse d'une répartition uniforme du gaz ne permet pas de capturer la présence de mal-distributions. Par conséquent le modèle s'écarte des résultats expérimentaux pour de faibles vitesses gaz.

Liu et al. (2000) adoptent une approche similaire. L'effet du gaz est intégré par la considération d'une force de résistance volumique (transfert de quantité de mouvement) mais aussi à travers un terme source dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente qui traduit la turbulence causée par la montée de bulles. Les simulations montrent que l'effet de turbulence a une influence importante sur la prédiction des zones de recirculations liquide. Ces zones sont d'autant moins importantes que la vitesse gaz est grande, que la vitesse liquide est faible et que la hauteur de barrage est haute ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux des auteurs et ceux de Porter et al. (1992) (voir Figure 6-2a). Ce modèle, étant bidirectionnel, atteint ses limites pour les faibles hauteurs de barrage. Dans ces cas l'hypothèse d'un gradient de vitesse négligeable selon la verticale n'est plus valable.

Dans un autre papier de la même équipe, Yu et al. (1999) considèrent un écoulement diphasique au lieu de considérer uniquement l'écoulement liquide. La nature de l'interaction entre les deux phases est traduite par un terme de transfert de quantité de mouvement et une interaction turbulente. L'expression de ces effets d'interaction est légèrement différente de ce qui est présenté par Liu et al. (2000). Le transfert de quantité de mouvement est modulé par un facteur d'efficacité d'échange. Celui-ci est fixé à 0.8 pour mieux correspondre aux résultats expérimentaux. L'effet de turbulence est intégré en optimisant les coefficients standards du modèle K- $\epsilon$  et non par l'ajout d'un terme source pour l'énergie cinétique turbulente. Les résultats obtenus sont finalement comparables à ceux du modèle pseudo-diphasique (voir Figure 6-2).



**Figure 6-2 Comparaison des résultats de vitesses liquide simulées avec les résultats expérimentaux. Modèle 2D a) pseudo-diphasique, (Liu et al., 2000) et b) diphasique, (Yu et al., 1999)**

Dans ces approches 2D, qu'elles soient pseudo-diphasiques ou diphasiques, la prise en compte de la présence du gaz permet d'avoir des résultats comparables aux mesures expérimentales mais elles nécessitent la fermeture de plusieurs termes à partir de corrélations empiriques (Mehta et al, 1998) ou un calage par rapport à l'expérimentation (Yu et al, 1999 ; Liu et al, 2000). De plus une hypothèse forte de ces approches considère l'homogénéité de l'écoulement gaz sur le plateau ce qui n'est pas forcément le cas. D'ailleurs l'intérêt d'accéder à des grandeurs locales réside en grande partie dans la possibilité de prévoir les hétérogénéités et leurs conséquences sur la performance du plateau. Une considération de la phase gaz en modèle 3D s'impose.

### 6.1.3 Modèles 3D diphasiques

Des modèles diphasiques Euler Euler en 3D sont proposés. La phase continue étant le liquide, la résolution des équations bilans se fait pour les deux phases et le gaz est traité comme la phase dispersée. La difficulté réside dans la modélisation de l'interaction gaz liquide. Celle-ci est restreinte à une force de trainée dans la quasi-totalité des travaux (van Baten et Krishna, 2000, 2003; Gesit et al., 2003 ; Li et al., 2009; Jiang et al., 2012; Zarei et al. 2013).

Fischer et Quarini (1998) ont posé un coefficient de trainée fixe égal à 0.44 ce qui correspond au coefficient des calottes sphériques à très forts nombres de Reynolds dans un écoulement suffisamment dilué. Seuls les régimes de bullage ont pu être simulés avec succès.

Krishna et al (1999) propose une loi de trainée différente qui fut développée pour les colonnes à bulles (Krishna et al. 1999) avec une forte rétention gaz (jusqu'à 45%). Le coefficient de trainée est exprimé sous la forme suivante :

$$C_D = \frac{4}{3} D_d g \frac{\Delta \rho}{\rho_L} \frac{1}{V_{slip}^2} \quad (6-1)$$

$$V_{slip} = \frac{U_{G,a}}{\alpha_G^{correl}} \quad (6-2)$$

avec  $V_{slip}$  la vitesse de glissement entre les deux phases et  $\alpha_G^{correl}$  une rétention gaz moyenne sur le plateau déterminée empiriquement. Les auteurs utilisent la corrélation proposée par Bennett et al (1983) :

$$\alpha_G^{correl} = \alpha_G^{Bennett} = 1 - e^{\left( -12.55 \left( U_{G,a} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.91} \right)} \quad (6-3)$$

La force de trainée proposée est la suivante :

$$\overrightarrow{M}_{L,G} = \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) g \frac{1}{(U_{G,a} / \alpha_G^{correl})^2 \alpha_L^{correl}} (\overrightarrow{u}_G - \overrightarrow{u}_L) |\overrightarrow{u}_G - \overrightarrow{u}_L| \quad (6-4)$$

Cette formulation a été adoptée pour le reste des simulations aussi bien sur plateaux perforés (Krishna et al, 2000 et 2003 ; Gesit et al, 2003) que sur plateaux à clapets (Li et al, 2009 ; Jian et al, 2012). La rétention liquide employée dans l'expression de la force de trainée varie entre les différents travaux (voir Tableau 6-1).

Les résultats des simulations sont souvent comparés à des grandeurs globales, essentiellement la rétention liquide moyenne et la hauteur de liquide clair sur le plateau. Des observations en accord avec les résultats expérimentaux sont relatées et les tendances de variation avec les débits liquide et gaz ainsi qu'avec la hauteur de barrage sont plutôt bien décrites par les simulations. Cela-dit, souvent les modèles ont tendance à avoir un décalage systématique avec les points expérimentaux. Ces écarts sont imputables en réalité aux lois de fermeture empiriques injectées dans les modèles. Ces corrélations, validées sur un domaine expérimental de conditions opératoires et des paramètres géométriques et physico-chimiques restreint, causent une restriction de l'emploi des modèles numériques.

En plus des grandeurs globales, la validation des résultats numériques se fait aussi en comparaison à des valeurs locales, quand les mesures sont disponibles. Gesit et al (2003) se comparent aux résultats de vitesses du liquide présentés par Solari et Bell (1986).

En l'absence de mesures locales, la simulation permet d'accéder à des informations précieuses. Par exemple l'effet du profil d'injection du liquide a été soulevé par Mehta et al (1998) puis par Gesit et al (2003). Un profil plat donne ainsi des résultats satisfaisants pour un paramètre d'écoulement  $F_{LV}$  inférieur ou égal 0.25 alors que pour des valeurs supérieures à 0.25, il faut considérer un profil de vitesse parabolique (Mehta et al., 1998). Différents profils et régimes d'écoulement liquide sont aussi révélés par la simulation (Krishna et al, 2000 ; Gesit et al, 2003 ; Jian et al, 2012) (voir Figure 6-3 et Figure 6-4).

$$F_{LV} = \frac{L}{G} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \quad (6-5)$$



**Tableau 6-1 : Corrélations empiriques de rétention gaz utilisées pour des simulations 3D en Euler Euler avec la loi de trainée proposée par Krishna et al (1999)**

Travaux CFD sur plateaux	Corrélation empirique de rétention
Krishna et al (1999, 2000, 2003) Zarei et al (2012)	Bennett et l (1983) $\alpha_G^{Bennett} = 1 - e^{\left( -12.55 \left( U_{G,s} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.91} \right)}$
Gesit et al (2003)	Colwell (1979) $\alpha_G^{Colwell} = 1 - \frac{1}{1 + \eta}$ $\eta = 12.6 Fr^{0.4} \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-0.25}$ $Fr = \frac{\rho_G U_{Ga}^2}{\rho_L g h_{Lc}}$
Li et al (2009)	Li et al (2009) $\alpha_G^{Li} = 1 - e^{\left( -1.44 \left( U_{G,s} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.74} \right)}$
Jian et al (2012)	Jian et al (2012) $\alpha_G^{Jian} = 1 - e^{\left( -10.2 \left( U_{G,s} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.74} \right)}$

Contrairement aux approches 2D vu précédemment, l'approche diphasique 3D permet de prédire l'apparition de non-homogénéités sur le plateau. Zarei et al (2012) ont réussi à prédire le pleurage pour un plateau perforé rectangulaire. Des profils non uniformes de hauteur de liquide clair et de rétention ont été observés pour les limites inférieures de fonctionnement des plateaux.

Cet outil de simulation offre par ailleurs un excellent moyen pour une meilleure compréhension et une meilleure maîtrise de l'extrapolation des échelles pilotes vers l'échelle industrielle. Krishna et al (2003) réalisent des simulations pour deux colonnes de diamètres différents (0.3 et 0.9 m). Les résultats montrent que la hauteur de liquide clair entre les deux est comparable. Par contre l'observation des boucles de recirculation liquide sur le plateau montre que plus le diamètre est grand plus il existe de recirculations dans le sens de l'écoulement liquide (voir Figure 6-3). Ce résultat signifie que l'écoulement s'approche d'un écoulement piston quand le diamètre augmente et que le rétro-mélange est plus important pour les petites colonnes. Un tel résultat intégré à un modèle de transfert de matière ou de chaleur aide à mieux prédire les performances réelles des colonnes industrielles.

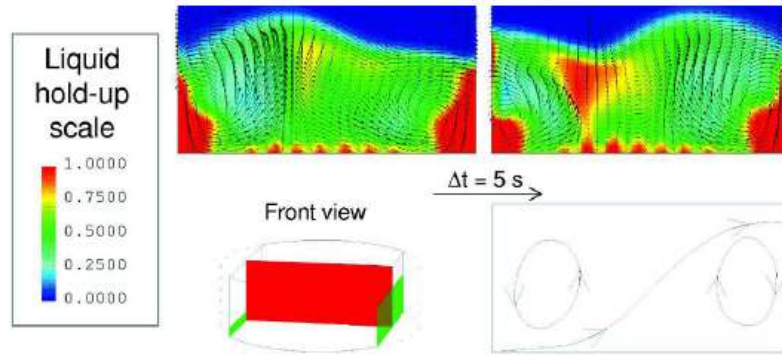


Figure 7. Snapshots of the front view of 0.3 m sieve tray simulations at a superficial gas velocity,  $U_G = 0.7 \text{ m s}^{-1}$ ; weir height  $h_w = 80 \text{ mm}$ ; liquid weir load  $Q_L/W = 8.25 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ . The colours indicate the liquid holdup (scale on the left).

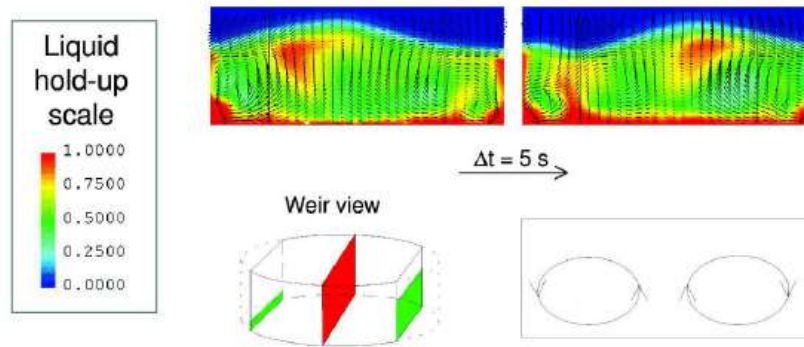
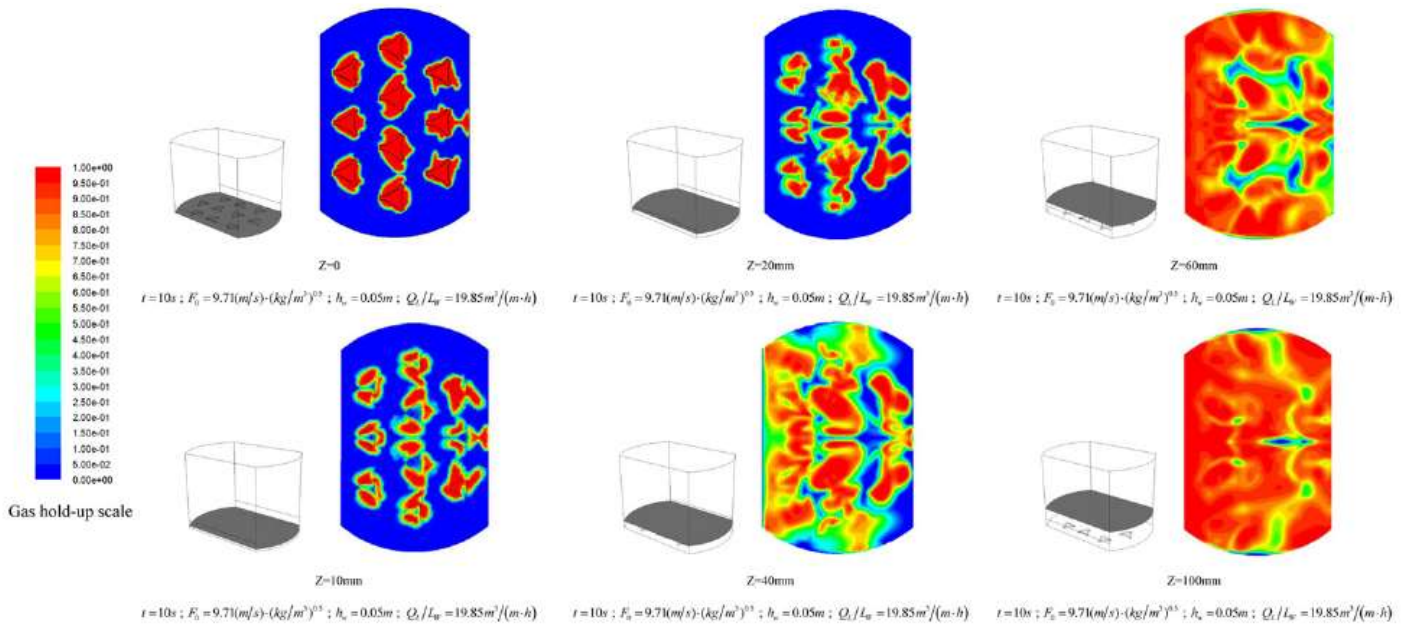


Figure 8. Snapshots of the weir view of 0.3 m sieve tray simulations at a superficial gas velocity,  $U_G = 0.7 \text{ m s}^{-1}$ ; weir height  $h_w = 80 \text{ mm}$ ; liquid weir load  $Q_L/W = 8.25 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ . The colours indicate the liquid holdup (scale on the left).

**Figure 6-3 : Mise en évidence des différentes boucles de recirculation du liquide sur plateau perforé par la CFD (modèle diphasique Euler Euler en 3D). Krishna et al (2003)**



**Figure 6-4 : Rétention du gaz à différentes hauteurs sur un plateau à clapets fixes par simulation CFD. Jian et al (2012)**

L'inconvénient des différents modèles 3D réside dans le choix de la loi de fermeture. Du fait que celle-ci provient à la base d'une formulation pour colonnes à bulles, les modèles proposés sont adaptés à la description du régime d'émulsion mais pas au régime mixte et au régime de jets.

#### 6.1.4 Autres approches

Hirschberg et al. (2005) proposent un modèle 2D qui prend en compte la présence de deux couches sur le plateau : une première couche à phase continue liquide et une deuxième couche à phase gaz continue. L'écoulement dans la couche à liquide continu est résolu avec une méthode des volumes finis alors que la couche à gaz continu est modélisée par une approche Monte Carlo qui prend en compte les vitesses et les trajectoires de gouttes liquide en chute libre (l'effet de la traînée est négligé). Le couplage entre les deux couches se fait par des corrélations empiriques des vitesses initiales des gouttes ainsi que du débit liquide échangé entre elles. Une telle approche se prête mieux à modéliser des vitesses dans la gamme opératoire des procédés industriels. La comparaison à différents cas (résultats de Hofhuis et Zuideweg, résultats de Solari et Bell et résultats sur plateau à clapets fixes VGPlus de FRI) montrent de bons résultats du modèle sauf pour les vitesses gaz faibles (présence de pleurage) et forts (entraînement important). Cette approche à deux couches semble intéressante mais doit être élargie à un cas 3D avec une relaxation des hypothèses sur l'interaction entre phases.

L'approche VOF (Volume Of Fluid) est choisie par Alizadehdakhl et al. (2010). Les auteurs étudient l'influence du poids des clapets sur l'hydrodynamique. Le dispositif expérimental ainsi que les simulations numériques sont dédiés au fonctionnement d'un seul clapet. Le modèle VOF est capable de suivre l'interface entre les phases mais il nécessite des ressources de calcul considérables. Pour cette raison il se prête mal à la simulation complète d'un plateau. Toutefois son utilisation comme une étape intermédiaire entre l'échelle des perforations et un modèle pour l'ensemble d'un plateau pourrait être envisageable dans une perspective d'amélioration des lois de traînée proposées actuellement.

## 6.2 Interaction gaz liquide : différentes forces d'interaction

### 6.2.1 Introduction

Le terme de l'échange de quantité de mouvement dans la formulation eulérienne s'exprime en général pour un écoulement dispersé en fonction des forces hydrodynamiques exercées sur les particules. Pour une particule en mouvement dans un fluide, Kolev (2007) exprime la résultante moyenne des forces hydrodynamiques comme suit :

$$\begin{aligned}\vec{M} &= \frac{\alpha_d}{V_d} \left( \vec{F}_D + \vec{F}_M + \vec{F}_{Tchen} + \vec{F}_H + \vec{F}_L + \vec{F}_T \right) \\ \vec{M} &= \vec{M}_D + \vec{M}_M + \vec{M}_{Tchen} + \vec{M}_H + \vec{M}_L + \vec{M}_T\end{aligned}\tag{6-6}$$

avec  $\alpha_d$  la rétention de la phase dispersée et  $V_d$  le volume d'une particule.

Dans le terme de droite on distingue dans l'ordre : la force de trainée, la force de masse ajoutée, la force de Tchen, la force d'histoire ou de Basset, la force de portance et la force de dispersion due à la turbulence.

### 6.2.2 Force de trainée

Dans la configuration la plus simple d'un écoulement stationnaire uniforme, la force d'interaction entre phases se résume à une force de trainée. Cette force exprime l'opposition au mouvement relatif entre les deux phases.

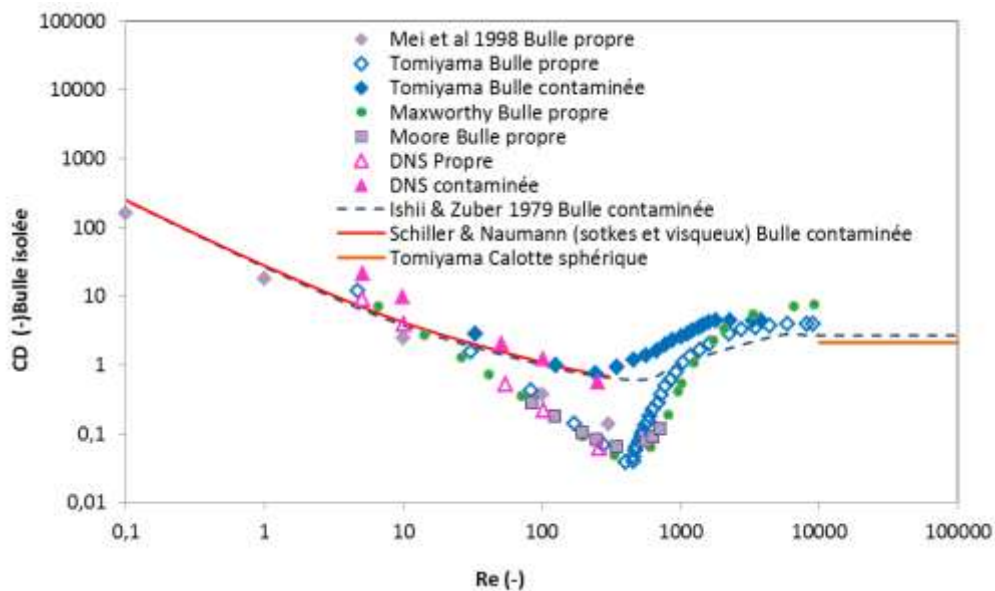
Pour une particule en écoulement dans un fluide, la trainée s'exprime sous la forme suivante:

$$\vec{F}_D = -\frac{1}{2} C_D \rho_c \left| \vec{U}_d - \vec{U}_c \right| \left( \vec{U}_d - \vec{U}_c \right) A_d \quad (6-7)$$

avec  $A_d$  la surface projetée de la particule,  $C_D$  le coefficient de trainée,  $c$  pour la phase continue et  $d$  pour la phase dispersée.

Cette force est généralement considérée prépondérante par rapport aux autres forces d'interaction. De multiples études expérimentales et numériques (Ishii et Zuber, 1979 ; Tomiyama et al., 2002; Bonometti et Magnaudet, 2005; Rodrigue, 2004; Dijkhuizen et al., 2010...) se sont donc intéressées à exprimer le coefficient de trainée  $C_D$ . Ce coefficient dépend du régime hydrodynamique, de la nature des particules et celle du fluide, de la forme des particules, de la rétention de la phase dispersée, de la turbulence....

Plusieurs expressions sont proposées dans la littérature pour une particule isolée propre ou contaminée (voir plus de détails en Annexe V). Les différents travaux donnent généralement des résultats proches (voir Figure 6-5) dans ces cas.



**Figure 6-5 : Coefficient de trainée pour une bulle isolée (propre ou contaminée) : corrélations et simulations numériques. Source : Points DNS , Maxworthy, Moore pris chez Colombet (2012)**

Pour les écoulements à bulles denses, différents travaux sont existants. L'effet d'une rétention non négligeable sur le coefficient de trainée est alors étudié.

L'une des méthodes pour décrire l'effet de l'augmentation de la rétention est de corriger le coefficient de trainée d'une bulle isolée par un facteur  $h$  tel que :

$$h = \frac{C_D}{C_D^\infty} = \left( \frac{v_r^\infty}{v_r} \right)^2 \quad (6-8)$$

avec respectivement  $C_D^\infty$  et  $C_D$  les coefficients de trainée pour une bulle isolée et dans un écoulement dense,  $v_r^\infty$  et  $v_r$  la vitesse de montée d'une bulle isolée et la vitesse moyenne pour un ensemble de bulles.

Colombet (2012) résume des corrélations de ce facteur correcteur proposées dans la littérature pour le cas d'une colonne à bulles. Certaines de ces corrélations, développées pour des rétentions gaz pouvant atteindre 45%, sont présentées dans le Tableau 6-2.

Les corrélations du Tableau 6-2 expriment toutes une augmentation du coefficient de trainée avec l'augmentation de la rétention gaz.

**Tableau 6-2 : Corrélations du facteur  $h$  pour un essai de bulles. (Colombet, 2012)**

Référence	Corrélation du coefficient correcteur	Conditions d'application
Bridge et al (1964)	$h = \frac{1}{(1 - \alpha_G)^{2n}}$	$n = 1.39$ $E > 1$
Wallis (1969)		$n = 1$ $E > 1$
Rusche & Issa (2000)	$h = \text{Exp}(3.64\alpha_G) + \alpha_G^{0.4864}$	$E > 1; 0 \leq \alpha_G \leq 45\% ; 27 \leq \text{Re}_b \leq 960$
Garnier et al 2002	$h = \frac{1}{\left(1 - \alpha_G^{1/3}\right)^2}$	$E \approx 2; 0 \leq \alpha_G \leq 30\% ; 300 \leq \text{Re}_b \leq 500$
Roghair et al 2011b	$h = 1 + \frac{18\alpha_G}{Eo}$	$E > 1; 0 \leq \alpha_G \leq 45\% ; 150 \leq \text{Re}_b \leq 1200;$ $1 \leq Eo \leq 5; 4.10^{-12} \leq Mo \leq 2.10^{-9}$

Krishna et al (1999, 2000, 2003) étudient les écoulements sur des plateaux perforés. Pour les simulations numériques ils proposent la loi de trainée suivante :

$$C_D = \frac{4}{3} D_d g \frac{\Delta\rho}{\rho_L} \frac{1}{V_{slip}^2} \quad (6-9)$$

avec

$$V_{slip} = \frac{U_{G,s}}{\alpha_G^{Bennett}} \quad (6-10)$$

$U_{G,s}$  est la vitesse superficielle du gaz et  $\alpha_G$  la rétention moyenne du gaz sur le plateau. Une corrélation empirique proposée par Bennett et al (1983) est prise en compte pour l'évaluation de la rétention.

$$\alpha_G^{Bennett} = 1 - e^{\left( -12.55 \left( U_{G,s} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.91} \right)} \quad (6-11)$$

L'évolution du coefficient de trainée en fonction de la rétention dépend en conséquence de l'unique vitesse superficielle gaz. Une augmentation de cette vitesse entraîne une augmentation de la rétention gaz mais la diminution du coefficient de trainée. Ainsi la corrélation de Krishna et al (1999) exprime une diminution du coefficient de trainée avec l'augmentation de la rétention gaz.

L'effet de diminution de la trainée avec la rétention est relaté par d'autres travaux. Parmi ces travaux Kendoush (2001) propose une corrélation pour un essaim de bulles dans un liquide newtonien:

$$C_D = \frac{48}{Re} (1 - \alpha_d)^2 \quad (6-12)$$

La corrélation de Echeverri et al. (2010) est développée pour un écoulement diphasique à forte rétention gaz dans une conduite verticale. :

$$C_D = N_{\mu}^{*1.62} (1 - \alpha_d)^{0.39} \frac{3.63}{Re^{1.7}} \quad (6-13)$$

avec

$$N_{\mu}^* = \frac{1}{\mu_c} \sqrt{D_h^3 g \rho_c \Delta \rho} \quad (6-14)$$

$D_h$  étant le diamètre de la conduite.

Cette corrélation est valide pour les faibles débits de liquide mais avec de larges gammes de rétention gaz (entre 6 et 89%) et de viscosité du liquide (entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$  Pa.s). L'augmentation du coefficient de trainée avec la rétention est, selon (Echeverri et al., 2010), valable uniquement pour le régime de bullage (faibles rétentions). La fin de ce régime est marquée par une inversion de la courbe d'évolution du  $C_D$  avec  $\alpha_G$ . Cependant, comme la corrélation proposée est valable pour une large gamme de rétention, le point de transition dont parlent les auteurs n'est pas observable. La corrélation ne montre qu'une décroissance du coefficient de trainée  $C_D$  avec la rétention gaz.

Pour l'intégration de l'effet d'interaction entre particules dans l'expression de la trainée, Ishii et Zuber (1979) procèdent différemment. En plus de la prise en compte de la rétention de manière indépendante, ils considèrent une viscosité effective à la place de la viscosité de la phase

continue. Cette viscosité effective dépend de la rétention et de la concentration des particules de la phase dispersée selon l'expression suivante :

$$h = \frac{C_D}{C_D^\infty} = \left( \frac{v_r^\infty}{v_r} \right)^2 \quad (6-15)$$

$$\frac{\mu_m}{\mu_c} = \left( 1 - \frac{\alpha_d}{\alpha_{dm}} \right)^{-2.5\alpha_{dm} \frac{\mu_d + 0.4\mu_c}{\mu_d + \mu_c}} \quad (6-16)$$

$\alpha_{dm}$  est la concentration de particules dispersées par unité de volume.

L'expression du coefficient de trainée varie en fonction du régime. Les expressions pour le régime de Stokes sont les mêmes que pour une particule seule. L'unique différence réside dans l'utilisation de la viscosité effective employée dans le nombre de Reynolds. Pour les régimes de particules déformées et le régime chaotique turbulent la contribution de la rétention est présente autrement que par le nombre de Reynolds. Pour des bulles dans du liquide, l'examen de ces différentes corrélations présentées révèle une augmentation de la trainée avec l'augmentation de la rétention pour les trois premiers régimes (Stokes, visqueux et particules déformées) mais une diminution pour le régime chaotique turbulent. (Voir Annexe V pour les expressions développées par Ishii et Zuber (1979)).

La Figure 6-6 montre l'effet d'une rétention de 10% de gaz sur le coefficient de trainée d'une bulle d'air dans l'eau. En comparaison avec une bulle en milieu dilué, la trainée peut être plus importante ou moins importante selon la référence. Le sens de variation du coefficient  $C_D$  avec le Reynolds constitue également un point de discordance entre les auteurs.

La Figure 6-7 illustre l'effet de l'augmentation sur le coefficient de trainée à nombre de Reynolds fixe. Les différentes tendances décrites ci-dessus peuvent être clairement observées.

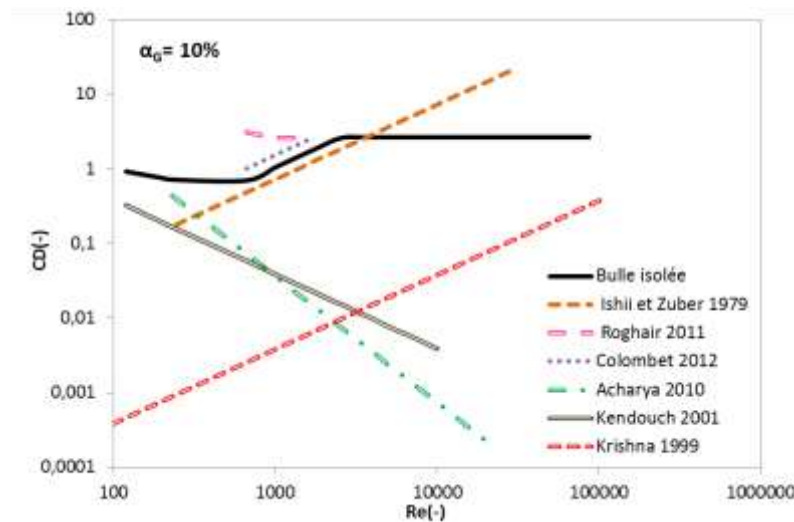
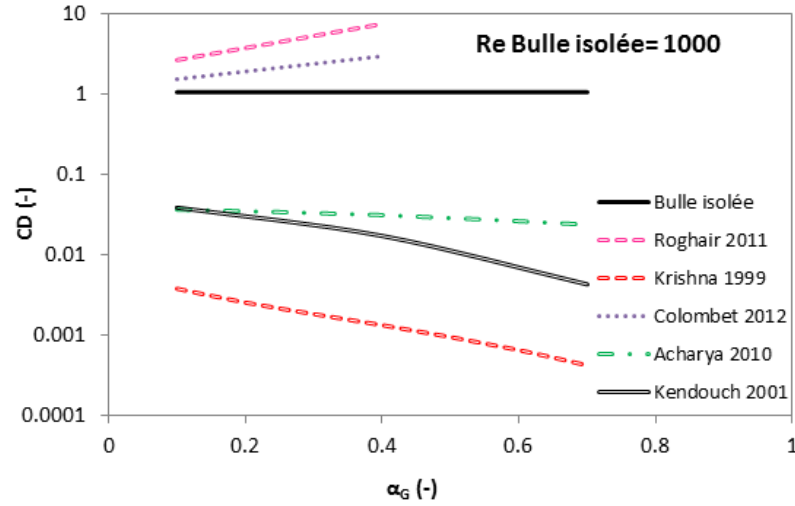


Figure 6-6 : Coefficient de trainée d'une bulle d'air dans l'eau avec une rétention gazeuse de 10%



**Figure 6-7 : Coefficient de trainée d'une bulle d'air dans l'eau fonction de la rétention gazeuse pour un nombre de Reynolds égal à 1000.**

En conclusion, si les travaux sur le coefficient de trainée d'une particule isolée sont en accord dans leur ensemble, l'effet d'une rétention considérable de la phase dispersée semble plus partagé. Des tendances contraires sont décrites dans la littérature. Ces divergences sont compréhensibles au vu de la large variation des applications et des gammes opératoires.

### 6.2.3 Force de masse ajoutée et force de Tchen

En présence d'une accélération temporelle ou spatiale, la particule doit en plus de son poids accélérer le fluide environnant. La force de masse ajoutée traduit ainsi cet accroissement de l'inertie de la particule.

Lors d'une accélération, le fluide occupant le volume correspondant à la particule subirait, en l'absence de celle-ci, une force de la part du fluide environnant. Cette force est connue sous le nom de force de Tchen.

Ces deux forces représentent un effet d'inertie et s'expriment sous la forme :

$$\vec{F}_M + \vec{F}_{Tchen} = -\rho_c V_d \left[ C_M \left( \frac{D(U_d - U_c)}{Dt} - (U_d - U_c) \cdot \nabla U_c \right) + \frac{D(U_c)}{Dt} \right] \quad (6-17)$$

$C_M$  étant le coefficient de masse ajoutée.

Pour une seule particule ou un écoulement suffisamment dilué, le coefficient de masse ajoutée  $C_M$  dépend uniquement de la forme des inclusions. Pour une particule sphérique  $C_M$  est égal à 0.5.

Pour une bulle déformée certaines expressions tenant compte du facteur de déformation sont proposées (Adoua et al., 2009; Dijkhuizen et al., 2005).

Pour les écoulements denses, le coefficient de masse ajoutée dépend également de la rétention de la phase dispersée. Les expressions qui sont proposées dans ce cas sont



majoritairement consacrées à un nuage de bulles sphériques (Ishii et Mishima, 1984; Kazimi et No, 1986) mais des expressions plus générales sont rencontrées (Sankaranarayanan & Sundaresan 2002).

Le Tableau 6-3 présente quelques exemples d'expressions du coefficient de masse ajoutée  $C_M$ .

Vu la dépendance à la masse volumique de la phase continue, la force de masse ajoutée est beaucoup plus importante dans le cas de bulles de gaz dans du liquide que dans celui de gouttes liquide ou particules solides dans du gaz.

Référence	Expression	conditions
Milne –Thomson (1968)	$C_M = \frac{(\chi^2 - 1)^{\frac{1}{2}} - \cos^{-1}(\chi^{-1})}{\cos^{-1}(\chi^{-1}) - (\chi^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \chi^2}$	<p>Pour une bulle déformée</p> <p><math>X</math> est le facteur de déformation de la bulle</p> $\chi = \frac{a}{b}$ <p>Avec <math>a</math> le grand axe et <math>b</math> le petit axe.</p>
Adoua et al. (2009)	$C_M = 0.5 + 0.621(\chi - 1)$	<p>Pour une bulle ellipsoïde</p> <p><math>X</math> est le facteur de déformation de la bulle</p>
Dijkhuizen et al. (2005)	$C_M = -\frac{\rho_G}{\rho_L} + \frac{(\rho_L - \rho_G)g}{\rho_L \frac{d(V_{B,z})}{dt}}$	<p>Simulation 3D en VOF (Volume of Fluid) et FT (Front Tracking) d'une bulle dans du liquide stagnant</p>
Ishii et Mishima (1984)	$\vec{F}_{VM} = -C_M \frac{V_d}{\alpha_d} \rho_c \left( \frac{D_d(v_d - v_c)}{D_t} - (v_d - v_c) \cdot \nabla v_c \right)$ $C_M = \frac{1}{2} \alpha_d \frac{1 + 2\alpha_d}{1 - \alpha_d}$	<p>Ecoulement à bulles sphériques</p> <p><math>V_d</math> étant le volume de la particule, <math>v_d</math> la vitesse de la phase dispersée et <math>v_c</math> celle de la phase continue.</p>

Kazimi et No (1986)	$C_M = \sqrt{4\alpha_d(1-\alpha_d)^3 \frac{\rho_v}{\rho_l}}$	Bulles de vapeur dans du liquide
Sankaranarayan et al (2002)	$C_M^0 = 0.5(0.37Ta + 1)$ <p>pour une particule seule avec Ta le nombre de Tadaki</p> $Ta = Re_\infty Mo^{0.23}$ $\frac{C_M}{C_M^0} = 1 + 4\alpha_d$	Simulation numérique Lattice Boltzmann d'une suspension de bulles avec une rétention <0.2
Biesheuvel et Spoelstra(1989)	$C_M = \frac{1}{2}(-1.98\ln(0.62-\alpha_G)+0.05)$	Pour un nuage de bulles sphériques (rétention jusqu'à 35%)
Van Wijngaarden (1976)	$C_M = \frac{1}{2}(1 + 2.78\alpha_G)$	Pour un nuage dilué de bulles sphériques

**Tableau 6-3 Expressions pour le coefficient de masse ajoutée**

### 6.2.4 Force d'histoire (ou de Basset)

La force d'histoire est une force qui apparait pour un écoulement instationnaire. Lors de l'accélération d'une particule dans un écoulement, la propagation de la variation de la vitesse de glissement à travers le fluide n'est pas instantanée à cause des effets de viscosité. L'écart entre l'état stationnaire et l'instant présent est responsable de l'apparition de cette force.

C'est une force proportionnelle à la viscosité du fluide, à la nature des particules et leur taille et à l'accélération du fluide et des particules aux instants d'avant. Pour une particule solide elle s'exprime ainsi :

$$\vec{F}_h = -C_H \frac{\pi D_d^2}{2} \sqrt{\rho_L \mu_L} \int_{-\infty}^t \frac{d(U_d - U_c)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \quad (6-18)$$

$C_H$  étant le coefficient de la force d'histoire.

Des expressions de cette force sont proposées pour des nombres de Reynolds faibles (Boussineq, 1885 ; Basset, 1888) à modérés, allant jusqu'à 300 (Mei et al, 1994), mais celles-ci sont complexes. Elles fournissent des résultats satisfaisants pour les  $Re$  faibles et les temps courts. Pour les  $Re$  élevés et des temps longs d'accélération, peu de travaux existent et généralement les expressions surestiment l'effet de cette force. Notamment pour des  $Re > 50$ , des simulations numériques (Rivero, 1991 ; Park et al 1995) montrent que cette force est négligeable en comparaison avec la trainée pour les bulles.

Une vitesse de glissement non nulle est possible à l'interface pour les particules à faible viscosité. Ainsi la force d'histoire est plus importante pour les particules à forte viscosité (solide et liquide) et généralement elle est négligée pour les bulles dans du liquide.

Du fait de la complexité des expressions et de la difficulté à caractériser cette force, peu de travaux lui sont consacrés en comparaison à d'autres forces.

### 6.2.5 Force de portance

Une particule en mouvement dans un champ de cisaillement est soumise à une force perpendiculaire à la direction du mouvement. Cette force a pour origine la présence d'un gradient de pression. Le gradient responsable de cette force peut être généré par plusieurs effets : un gradient de vitesse du fluide continu, un gradient dû au sillage, à la turbulence ou alors un gradient dû à la présence de parois.

Pour une particule, la portance s'exprime sous la forme suivante:

$$\vec{F}_D = C_L \rho_c V_d (\vec{U}_d - \vec{U}_c) \times \vec{\Omega} \quad (6-19)$$

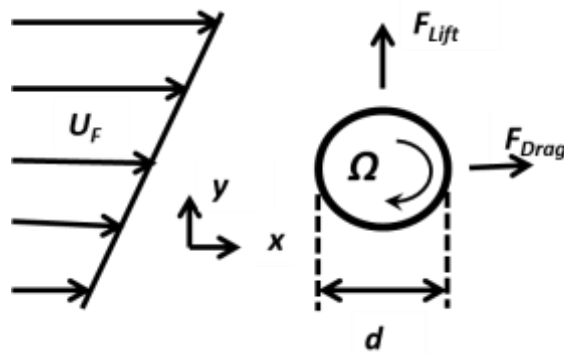
avec  $\Omega$  le taux de rotation et  $C_L$  le coefficient de portance.

Le coefficient de portance est fonction de plusieurs paramètres : la nature des particules, le nombre de Reynolds, la vorticité de l'écoulement et la forme des particules.

Pour un écoulement faiblement cisailé, la solution analytique donne un coefficient de portance égal à 0.5 à grand nombre de Reynolds (Auton, 1987). Pour les Reynolds intermédiaires, Legendre et Magnaudet (1998) montrent que le coefficient de portance tend vers la solution à faible cisaillement 0.5.

La force de portance est dirigée dans le même sens que le gradient de vitesse qui la fait apparaître (voir Figure 6-8). Toutefois un effet de portance négatif est reporté dans la littérature (Tomiya et al, 2002 ; Adoua, 2009). Cet effet négatif est relié à l'interaction entre le cisaillement et le sillage de la bulle.

Des expressions pour bulles sphériques issues de travaux numériques et expérimentaux (Legendre et Magnaudet 1997 et 1998 ; Tomiya et al, 2002...) sont disponibles. L'effet de déformation des bulles fut également étudié (Adoua et al, 2009 ; Dijkhuizen, 2010...). Par contre peu de travaux sont disponibles pour la description de l'effet de la rétention de la phase dispersée (Ishii et Hibiki, 2007 ; Sankaranarayan et Sundaresan, 2002). Le Tableau 6-4 présente des exemples d'expressions proposées pour la portance.



**Figure 6-8 : Schéma d'un champ de rotation et de la force de portance résultante. Clift et al., 1978.**

**Tableau 6-4 Expressions du coefficient de portance**

Référence	Expression	conditions
Bataille et Lance (1993)	$\vec{F}_L = C_{L\infty} B_d \rho_c (v_d - v_c) \nabla v_c$ $C_{L\infty} = \frac{1}{2} C_M$	Bulles dans un écoulement cisailé avec des Reynolds entre 10 et 2000
Mc Laughlin (1991)	$C_L = 1.37 \frac{J(\text{Re}, Sr)}{\sqrt{\text{Re} Sr}}$ $J(\text{Re}, Sr) = \frac{2.255}{\left(1 + 0.2 \frac{\text{Re}}{Sr}\right)^{2/3}}$ $Sr = \frac{\omega d}{ V - U }$ <p>est le taux de cisaillement</p>	Pour une particule sphérique solide avec $\text{Re} \ll 1$ (selon vitesse de glissement)
Legendre and Magnaudet (1997)	$C_L = \left(\frac{2}{3}\right)^2 C_L^{McLaughlin} = \frac{6}{\pi^2} \frac{J(\text{Re}, Sr)}{\sqrt{\text{Re} Sr}}$	A partir de l'expression de McLaughlin pour particule solide. Legendre et Magnaudet démontrent analytiquement que le coefficient de portance pour une bulle est 4/9 <sup>ème</sup> de celui d'une particule solide et non 2/3 comme le présente Mei et Klausner (1994). Legendre et Magnaudet corrigent alors l'expression du coefficient de portance pour les bulles pour des faibles Reynolds ( $\text{Re} \ll 1$ ).
Auton (1987)	$C_L = \frac{1}{2}$	Avec $\text{Re} \gg 1$ pour une bulle sphérique ou une particule solide

Legendre et Magnaudet (1998)	$C_L(Re, Sr) = \left[ \left( \frac{6}{\pi^2} \frac{J(Re, Sr)}{\sqrt{Re Sr}} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{Re+16}{Re+29} \right)^2 \right]^{1/2}$	Simulation numérique de bulle sphérique avec $0.1 < Re < 500$ et $Sr < 1$ taux de cisaillement $Sr = \frac{\omega d}{ V - U }$
Adoua et al (2009)	$C_L^\infty = 0.5 + 0.612(\chi - 1)$	Pour une bulle elliptique avec de très forts Reynolds. Les auteurs montrent une inversion du sens de la portance pour $\chi < 0.37-0.45$ à des valeurs de Re entre 100 et 2000 et pour des $Sr < 0.1$
Tomiyama et al (2002)	$C_L(Eo_d < 4) = \min[0.288tne h(0.121Re), f(Eo_d)]$ $C_L(4 \leq Eo \leq 10.7) = f(Eo_d)$ $C_L(Eo > 10.7) = -0.29$ $f(Eo_d) = 0.00105Eo_d^3 - 0.0159Eo_d^2 - 0.0204Eo_d + 0.474$ $Eo_d = \frac{g \Delta \rho d_H^2}{\sigma}$	Pour des bulles d'air déformées ( $2.84 < d_b < 5.7\text{mm}$ ) dans un écoulement linéairement cisailé (mélange eau glycérine). Pour un nombre de Morton entre $10^{-5.5}$ et $10^{-2.8}$ et un cisaillement allant jusqu'à $8.3 \text{ s}^{-1}$ . Les auteurs observent une inversion de la portance pour des Eo de l'ordre de 6. Le nombre de Eo est modifié : le diamètre horizontal le plus grand de la bulle est considéré.
Hibiki et Ishii (2007)	$C_L(Re, Sr) = \xi_\infty \left[ \left( \frac{6}{\pi^2} \frac{J(Re, Sr)}{\sqrt{Re Sr}} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{Re+16}{Re+29} \right)^2 \right]^{1/2}$ <p>Avec pour <math>Eo &lt; 5.8</math></p> $\xi_\infty = 2 - e^{0.136Eo^{1.11}}$	En essayant d'uniformiser les travaux d'avant (essentiellement Tomiyama et al (2002) et Legendre et Magnaudet (1998) pour cette expression). Système eau/air $3.68 \leq Re \leq 78.8$

<p>Dijkhuizen et al (2010)</p>	$C_L = \min \left[ \sqrt{\left( \frac{6}{\pi^2} \frac{J(\text{Re}, \text{Sr})}{\sqrt{\text{Re} \text{Sr}}} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\text{Re} + 16}{\text{Re} + 29} \right)^2}; 0.5 - 0.11 \text{Eo}_H + 0.002 \text{Eo}_H^2 \right]$	<p>A partir d'expérimentations et résultats numériques. La forme est inspirée de Tomiyama et al (2002) avec utilisation de la corrélation de Legendre et Magnaudet (1998).</p>
<p>Sankaranarayan et Sundaresan (2002)</p>	$C_L^0 = 0.5 + \frac{1.55 e^{2.4(Ta-6.5)}}{1 + e^{2.4(Ta-6.5)}}$ <p>Avec Ta le nombre de Tadaki</p> <p><math>Ta = \text{Re}_\infty \text{Mo}^{0.23}</math> le Re est calculé pour une bulle isolée (selon la vitesse terminale)</p> <p><b>En milieu dense</b></p> $\frac{C_L}{C_L^0} = 1 + 8\alpha_d$ <p>pour des rétentions &lt; 0.15</p>	<p>Simulation 3D Lattice Boltzmann de bulles</p>



### 6.2.6 Force de dispersion

Les particules dispersées interagissent avec les tourbillons de turbulence de la phase continue. Les particules génèrent ainsi une agitation induite par interaction de leur sillage. Il résulte un mouvement fluctuant des particules ainsi qu'une force qui s'oppose au gradient de la rétention de la phase dispersée. La turbulence tend, ainsi, à redistribuer les particules dispersées (Moraga et al, 2003). Lahey et al (1993) ont proposée l'expression suivante pour cette force :

$$\overrightarrow{M_T} = C_T \rho_c k \nabla \alpha_d \quad (6-20)$$

avec  $k$  l'énergie cinétique turbulente de la phase dispersée,  $C_T$  le coefficient de la force de dispersion.

Très peu de travaux décrivent cette force. Mais certaines tentatives proposant une expression pour le coefficient de dispersion sont dénombrables (Lopez de Bertodano, 1992 et 1998 ; Drew et al, 1999 et 2001 ; Carrica et al, 1999)

Le modèle de turbulence considéré par les différents travaux est le modèle  $k$ - $\varepsilon$ .

En première approche cette force pourrait être négligée.

## 6.3 Choix de la loi de fermeture

### 6.3.1 Comparaison des différentes forces

Pour le cas de l'écoulement diphasique sur les plateaux, les nombres de Reynolds étant suffisamment élevés ( $Re > 100$ ), la force de Basset ne sera pas prise en compte. La force de dispersion turbulente, aussi, est négligée.

Finalement les forces les plus importantes sont la trainée, la force de masse ajoutée et la portance.

Afin d'évaluer le poids de chacune de ces forces, les trois expressions suivantes sont considérées :

- l'expression de Dijkhuizen (2010) pour le coefficient de portance
- l'expression de Ishii et Mishima (1984) pour le coefficient de masse ajoutée
- et l'expression de Krishna et Van Baten (1999) pour le coefficient de trainée

Pour des vitesses liquide et gaz différentes sur le plateau, les corrélations développées dans la partie des résultats expérimentaux sont utilisées afin d'évaluer une hauteur de liquide clair, une hauteur d'émulsion ainsi qu'une rétention gaz sur le plateau.

Afin de pouvoir accéder à des ordres de grandeurs des différentes forces, les expressions sont appliquées pour des bulles ayant les diamètres 5, 10, 15 et 20mm. Ces tailles caractéristiques sont choisies en se basant sur des observations visuelles faites sur des vidéos prises avec une caméra rapide. Les approximations suivantes sont adoptées :

- La vitesse de glissement des bulles est estimée à l'aide de la vitesse de gaz ramenée à l'aire active du plateau  $U_{Ga}$  (dans l'émulsion)

$$\left| \overrightarrow{U_d} - \overrightarrow{U_c} \right| \approx U_{Ga} \quad (6-21)$$

- Pour l'estimation des gradients de la vitesse liquide, les distances caractéristiques sont la hauteur de l'émulsion  $h_{Fe}$  selon la verticale et la distance inter-clapets  $p$  pour la direction horizontale

$$\frac{\partial U_c}{\partial z} \approx \frac{U_{L,h}}{h_{Fe}} = \frac{Q_L / h_L L_W}{h_{Fe}} \quad (6-22)$$

$$\frac{\partial U_c}{\partial x} = \frac{U_{L,h}}{p} = \frac{Q_L / h_L L_W}{p} = \Omega \quad (6-23)$$

- Pour l'accélération de la vitesse de glissement l'intervalle de temps pris en considération est le rapport entre la hauteur de l'émulsion  $h_{Fe}$  et la vitesse du gaz  $U_{Ga}$ :

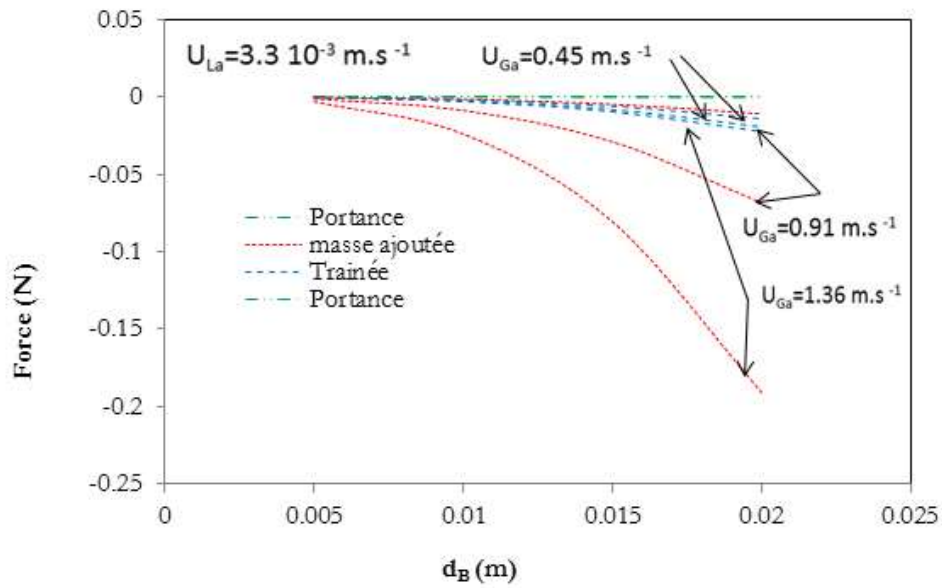
$$\frac{D \left| \overrightarrow{U_d} - \overrightarrow{U_c} \right|}{Dt} \approx \frac{U_{Ga}}{h_{Fe} / U_{Ga}} \quad (6-24)$$

Les résultats du calcul des ordres de grandeurs sont reportés sur la Figure 6-9 pour deux vitesses liquide différentes. Cette figure montre que les trois forces sont comparables dans certaines configurations. La force majoritaire pour les forts débits gaz et les grands diamètres est la force de masse ajoutée.

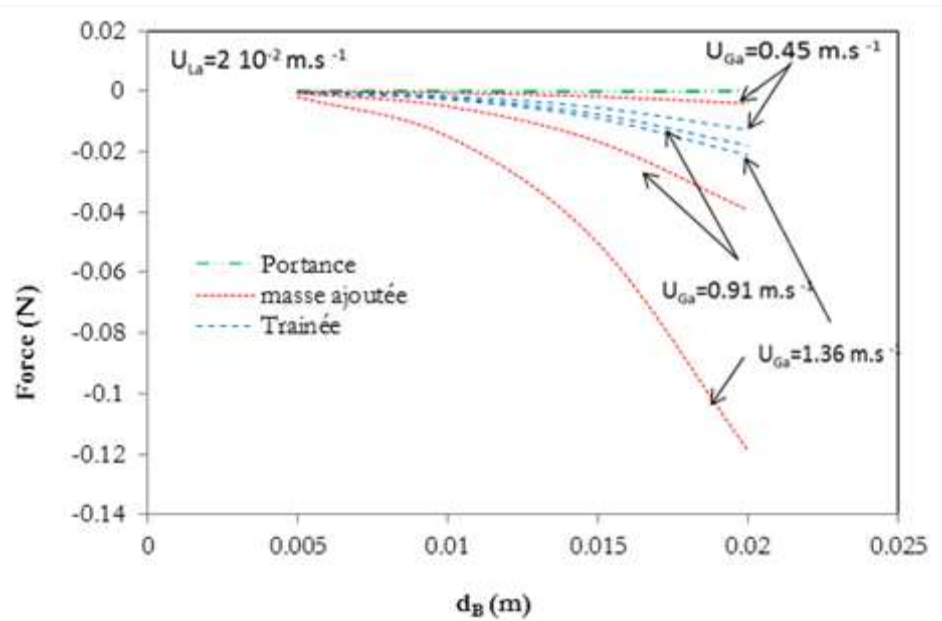
Dans les travaux numériques sur plateau (Krishna et al, 1999, 2000, 2003 ; Jiang et al, 2012 ...), la modélisation de l'interaction entre phases est souvent réduite à une force de trainée (cf paragraphe 6.1). Ce choix se justifie par le fait qu'expérimentalement, il est difficile de dissocier les différentes forces d'interactions et de les évaluer séparément. Vu que les codes de résolution numérique commerciaux offrent souvent la possibilité de modéliser la force de trainée mais pas le reste des forces d'interaction cela explique en partie ce choix de modélisation.

Un moyen de contourner ces contraintes est de considérer une trainée généralisée. Cela revient à englober les différentes forces en une seule qui soit exprimée sous la forme d'une force de trainée.

$$\sum_j \vec{F}_j^i = \vec{F}_D^G = -\frac{1}{2} C_D^G \rho_c \left| \overrightarrow{U_d} - \overrightarrow{U_c} \right| \left( \overrightarrow{U_d} - \overrightarrow{U_c} \right) A_d \quad (6-25)$$



a)



b)

**Figure 6-9 : Estimation des forces de portance, de masse ajoutée et de trainée pour différentes vitesses gaz pour deux vitesses liquide sur le plateau a)  $U_{La} = 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$  b)  $U_{La} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$**

### 6.3.2 Estimation expérimentale d'une force de trainée globale

L'écoulement sur le plateau se caractérise par une variation considérable des régimes hydrodynamiques. La plage d'opérabilité des colonnes étant assez large, l'écoulement diphasique peut aller d'un régime de bullage jusqu'à un régime de jets. Cela implique une inversion des phases continue et dispersée ainsi que des inclusions variables avec des lois d'interaction naturellement tout aussi variées.

Comme dans ce travail il est décidé de considérer une force d'interaction exprimée sous la forme d'une force de trainée généralisée (cf paragraphe 6.3.1), une évaluation expérimentale d'un coefficient de trainée dans le cadre des essais expérimentaux réalisés dans cette étude est tentée. Afin de pouvoir réaliser cette estimation, des visualisations par une caméra rapide à l'échelle des clapets sont faites. Avant de s'intéresser à la quantification de la force de trainée globale, une description qualitative de l'écoulement diphasique local est proposée.

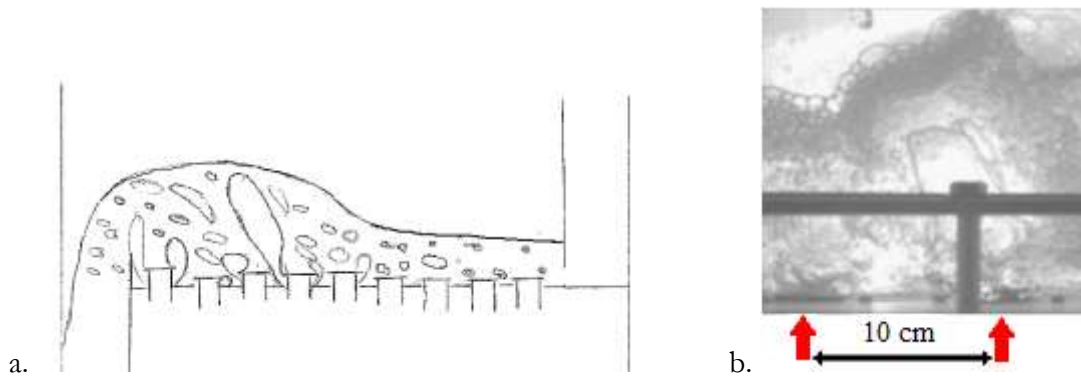
#### a. Allure des inclusions

A l'aide d'une caméra rapide, une description locale de l'écoulement et de la formation des inclusions a été réalisée. A débit liquide fixe, l'augmentation du débit gaz implique le balayage de quatre régimes. Ces différents régimes ainsi que les inclusions qui leur sont associés sont décrits.

#### ii. Régime de bullage imparfait

L'observation des vidéos à l'échelle des clapets montre la formation de grosses bulles (taille de 5 à 7 cm ou du même ordre de grandeur que le diamètre des clapets). En général, ces bulles atteignent la surface de l'émulsion avant détachement du clapet. Des bulles moyennes (taille de 2 à 3 cm) se forment également au niveau des clapets et elles ont une forme aplatie et une surface déformée.

De courts passages à liquide clair sont observables. Ces passages correspondent à une fermeture des clapets et très peu de bulles dans le liquide.



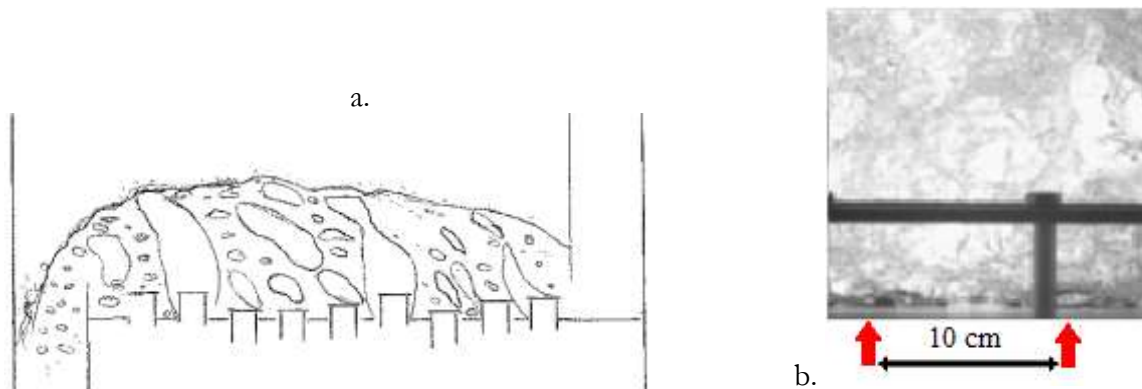
**Figure 6-10 : Régime de bullage imparfait**

#### a. Schéma de l'écoulement sur le plateau et b. Photographie de l'écoulement à l'échelle de 2 clapets

#### ii. Régime de jets intermittents

Ce régime est aussi un régime de bullage. La différence avec le régime précédent est la formation de structures gaz plus grandes (de l'ordre de la hauteur de l'émulsion 8 cm et plus). Les bulles moyennes sont toujours présentes soit en formation directe en sortie des clapets soit par fragmentation de structures gaz plus importantes. Les passages à liquide clair disparaissent

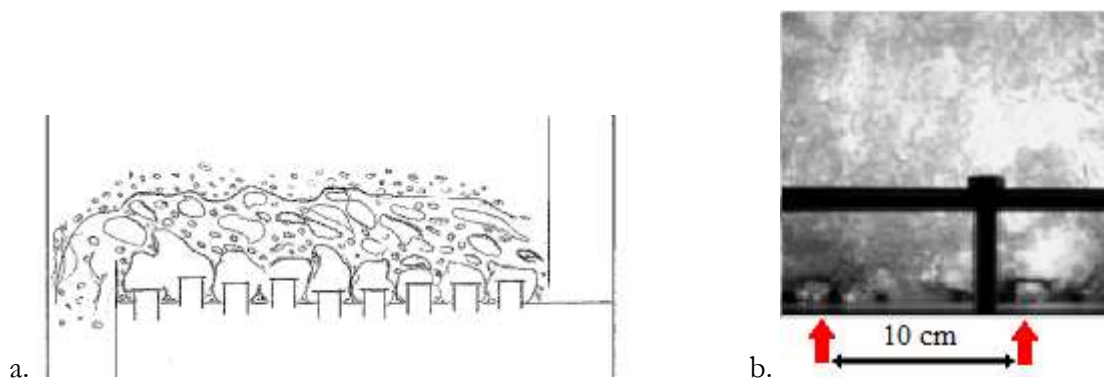
laissant place à l'envahissement d'un nuage de petites bulles secondaires. Ces dernières sont généralement millimétriques (jusqu'à 2 cm) et déformées.



**Figure 6-11 : Régime de jets intermittents a. Schéma de l'écoulement sur le plateau et b. Photographie de l'écoulement à l'échelle de 2 clapets**

### iii. Régime mixte

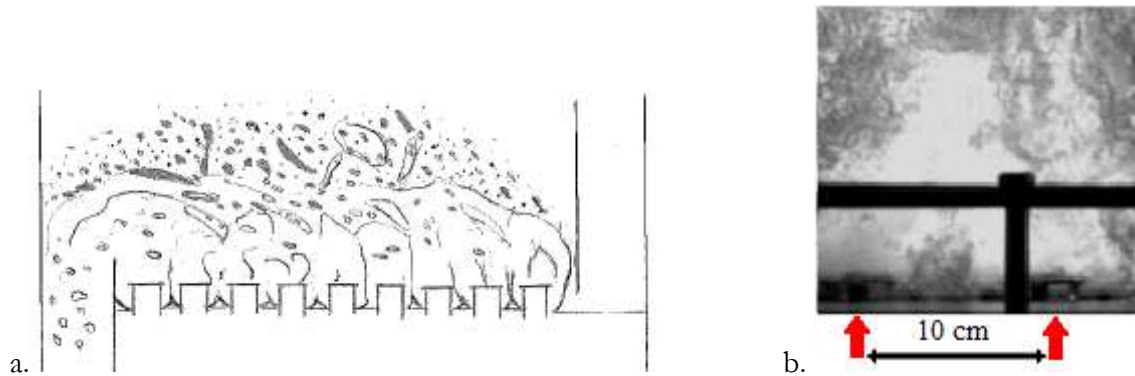
Les jets gaz deviennent permanents mais sont surmontés par une émulsion à phase liquide continue. Raison pour laquelle ce régime est qualifié de régime mixte ou intermédiaire. Les inclusions liquide sont plutôt des filaments issus du cisaillement qu'exerce le jet gaz. Les structures liquide entraînent de petites bulles avec elles. Sur la partie haute de l'émulsion la projection de gouttes devient remarquable.



**Figure 6-12 : Régime mixte a. Schéma de l'écoulement sur le plateau et b. Photographie de l'écoulement à l'échelle de 2 clapets**

### iv. Régime de jets

Les clapets sont ouverts et n'oscillent plus de manière observable. Contrairement au régime précédent, les jets sont pleinement développés, sur l'ensemble de la hauteur de l'émulsion. Le liquide est par conséquent fortement brisé et les gouttelettes deviennent majoritaires.



**Figure 6-13 : Régime de jets a. Schéma de l'écoulement sur le plateau et b. Photographie de l'écoulement à l'échelle de 2 clapets**

#### v. Choix des inclusions pour l'estimation de la trainée

Dans les régimes de jets, il est difficile de distinguer visuellement les interfaces et de suivre les structures qu'elles soient gaz ou liquide. De ce fait les seuls régimes qui permettent une mesure de la trainée sont les régimes de bullage (bullage imparfait et régime mixte). Des bulles peuvent être distinguées et leur trajectoire suivie.

Pour ces régimes à liquide continu et gaz dispersé, l'augmentation du débit liquide provoque une plus forte fragmentation des bulles et un déplacement horizontal de celles-ci plus marqué. Le cisaillement est plus important et les bulles moyennes sont tordues, allongées et brisées suivant le mouvement horizontal du liquide.

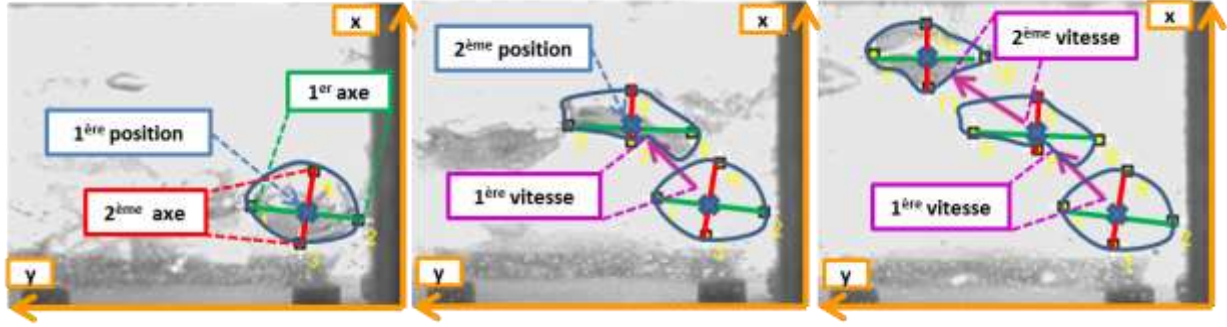
L'augmentation du débit gaz se traduit par la formation de plus en plus de poches gaz. Pendant leur montée, ces grosses bulles entraînent aussi bien le liquide environnant que les petites bulles. L'augmentation du débit gaz cause également l'accroissement de la recirculation. Les petites bulles sont entraînées dans un mouvement essentiellement descendant près des parois ce qui prouve l'existence de boucles de recirculation liquide qui partent du centre de la colonne et descendent le long des parois.

Les grosses et moyennes structures sont difficiles à suivre à cause du faible rapport entre la distance parcourue et la taille de la bulle et aussi parce qu'elles sont brisées par le liquide transversal. Les bulles les plus faciles à suivre sont les petites bulles secondaires.

#### b. Méthodologie de mesure

Des vidéos prises avec la caméra rapide (acquisition 500Hz) ont permis de suivre quelques bulles et d'estimer un coefficient de trainée sur la grande colonne C3.

La position d'une bulle ascendante est relevée à trois instants différents avec la mesure du grand et petit axe à chaque position. Une vitesse moyenne est mesurée entre la première et la deuxième position et entre la deuxième et la troisième. (Voir Figure 6-14)



**Figure 6-14 : Suivi d'une bulle : détermination des axes, des positions et des vitesses.**

Le coefficient de trainée est mesuré en supposant que la bulle est en équilibre. Cet équilibre se traduit par l'égalité entre la force de flottabilité qui a tendance à accélérer l'ascension de la bulle et la force de trainée qui tend à la décélérer. En supposant une forme sphérique l'égalité s'exprime ainsi :

$$\frac{4}{3} \left( \pi \frac{d_B^3}{8} \right) (\rho_L - \rho_G) g = \frac{1}{2} C_D \rho_L \left( \pi \frac{d_B^2}{4} \right) U_B^2 \quad (6-26)$$

Le coefficient de trainée peut être déduit de cette expression connaissant le diamètre et la vitesse de bulle :

$$C_D = \frac{4}{3} \left( \frac{d_B}{U_B^2} \right) \left( \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \right) g \quad (6-27)$$

Ici la vitesse de glissement entre la bulle et le liquide est supposée entièrement verticale. Cela suppose que la vitesse horizontale de la bulle est celle du liquide. Afin de vérifier cette hypothèse forte, la vitesse liquide sur le plateau a été estimée en considérant comme traceur des bulles micrométriques sur le plateau. Les mêmes ordres de grandeur de la vitesse horizontale de bulles ont été mesurés. Ainsi pour l'estimation de la trainée la vitesse considérée est la vitesse verticale de montée des bulles. Le diamètre est le diamètre de Sauter estimé à partir de la mesure des deux axes de la bulle sur les trois positions successives.

Cette méthode est valable pour une accélération négligeable de la bulle. Concrètement cette hypothèse n'est vérifiée que très rarement (pour les très petites bulles). La hauteur de liquide relativement faible sur le plateau ne permet pas d'atteindre une vitesse terminale. Ainsi la différence entre les deux vitesses moyennes calculées a été utilisée afin d'éliminer les bulles avec une forte accélération verticale. Les bulles considérées présentent une variation entre la première et la deuxième vitesse inférieure à 25%.

### c. Résultats

Les Figure 6-15, Figure 6-16 et Figure 6-17 présentent l'ensemble des résultats de taille, de vitesse et de coefficient de trainée mesurés. Ces mesures sont présentées en fonction du coefficient cinétique gaz  $Fa$  à charge liquide  $L$  fixe.

i. **Diamètres des bulles**

Les tailles sur la Figure 6-15 correspondent majoritairement aux petites bulles (entre 3 et 10 mm). Celles-ci sont généralement ellipsoïdales avec des oscillations de l'interface. Quelques bulles moyennes ( $d_{s32} > 15-20\text{mm}$ ) sont également représentées. Elles sont soumises à une plus forte sollicitation et présentent des formes plus allongées dans la direction de l'écoulement du liquide.

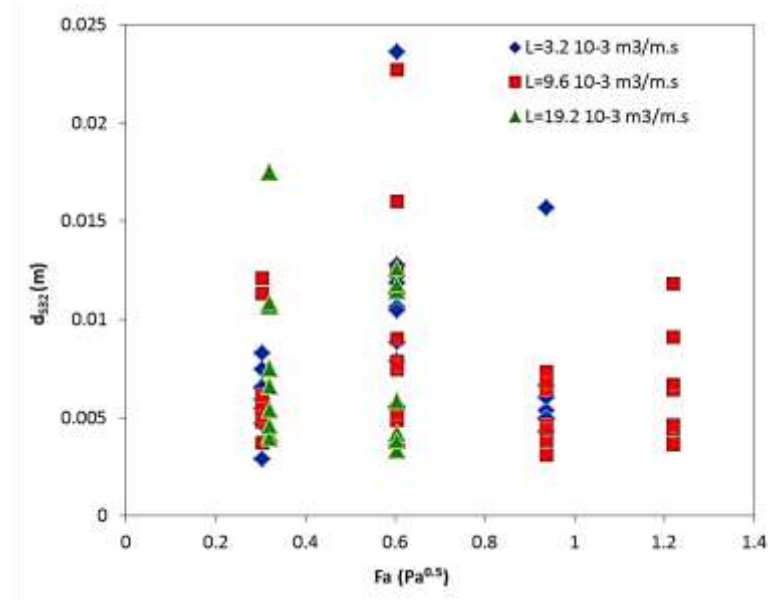


Figure 6-15 : Distribution des tailles de bulles considérées selon le facteur cinétique gaz  $Fa$  à charge liquide  $L$  fixe

ii. **Vitesses**

La gamme des vitesses verticales est plus large pour les faibles valeurs de facteur cinétique. Sur la Figure 6-16 une légère tendance à l'augmentation de la vitesse avec l'augmentation du débit gaz et la diminution du débit liquide peut être distinguée.

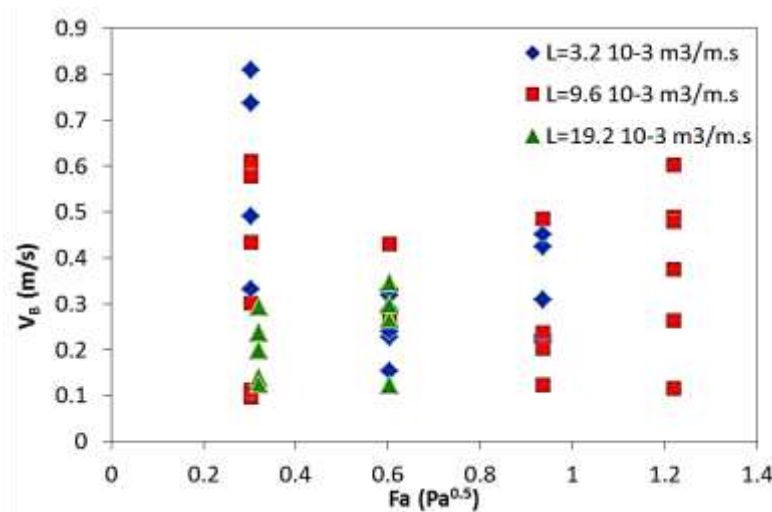


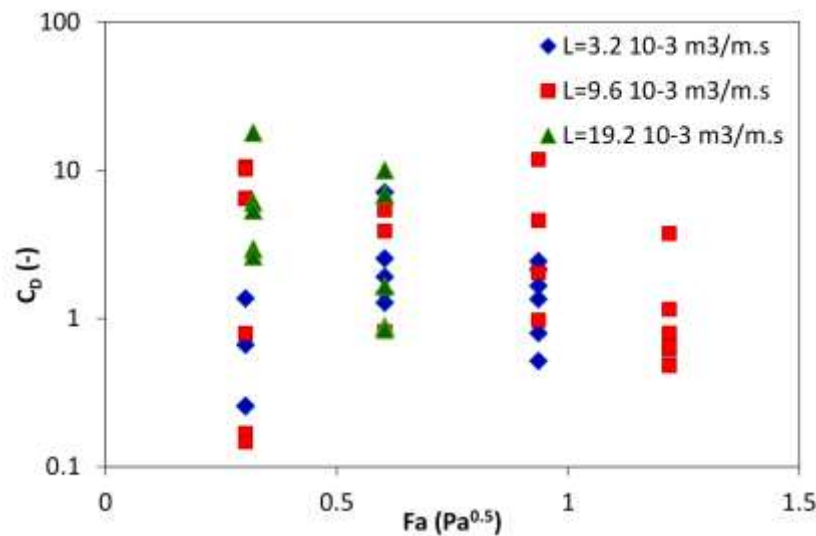
Figure 6-16 : Distribution de vitesses verticales de bulles selon le facteur cinétique gaz  $Fa$  à charge liquide  $L$  fixe



### iii. Coefficient de trainée $C_D$

Les tendances observées sur les vitesses sont retrouvées sur les valeurs du coefficient de trainée (voir Figure 6-17). Celui-ci présente globalement une diminution avec l'augmentation du débit gaz et augmente avec le débit liquide.

L'augmentation de la force de trainée avec l'augmentation du débit liquide est justifiable par la création d'une résistance supplémentaire à la montée des bulles par l'inertie horizontale liquide. L'influence du gaz, elle, est très probablement liée à l'effet de montée des poches. Le jaillissement de ces grosses bulles interrompt le déplacement horizontal du liquide et entraîne les petites bulles dans un mouvement vertical.

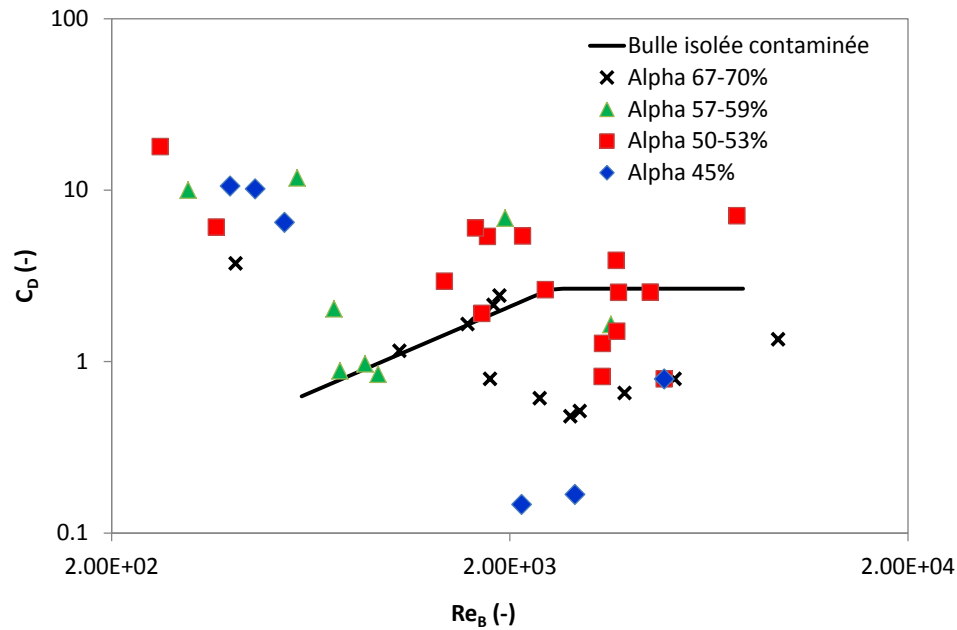


**Figure 6-17 : Distribution du coefficient de trainée mesuré selon le facteur cinétique gaz  $Fa$  à charge liquide  $L$  fixe**

- **Évolution avec le  $Re$**

La Figure 6-18 présente les résultats du coefficient de trainée expérimental ainsi que les valeurs pour une bulle isolée. Les tailles des bulles suivies correspondent à des bulles soit dans le régime de la bulle déformée soit en régime de calottes sphériques même si celles-ci sont moins nombreuses.

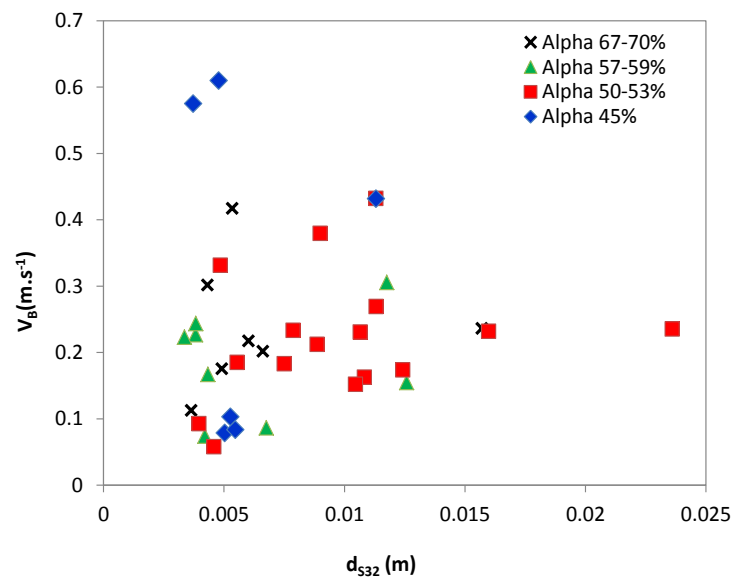
Une forte dispersion des valeurs du coefficient de trainée expérimental est observable. Telle que calculée ici, la trainée en présence d'une rétention gaz importante peut être, aussi bien, plus importante que moins importante que celle d'une bulle isolée. Une diminution avec le Reynolds est observée. Ceci est imputable en partie à la manière de calculer le  $C_D$  expérimentalement. L'expression étant inversement proportionnelle au carré de la vitesse relative, à diamètre de bulle fixe, le coefficient de trainée diminue avec la vitesse et ainsi avec le Reynolds. Une légère tendance à la stabilisation du  $C_D$  est soupçonnée vers les grands Reynolds et donc pour des régimes de calottes.



**Figure 6-18 : Coefficient de trainée expérimental en fonction du Reynolds en comparaison avec le coefficient de trainée d'une bulle isolée**

- **Évolution avec la rétention**

Avant de présenter l'évolution du coefficient de trainée en fonction de la rétention, l'évolution de la vitesse verticale des bulles est examinée sur la Figure 6-19. Sur cette figure la vitesse de montée des bulles présente une dispersion importante quelle que soit la rétention gaz. Mais il est noté que la distribution de la vitesse tend à se reserrer en augmentant la rétention gaz (moins de dispersion en augmentant  $\alpha_G$ ).



**Figure 6-19 : Effet de la rétention gaz sur la vitesse de montée des bulles.**

Sur les Figure 6-20 et Figure 6-21, les résultats de coefficient de trainée obtenus sont représentés en fonction de la rétention gaz et du diamètre des bulles. Le panache de points ne permet pas de dégager un effet notable de ces deux variables sur la trainée sauf probablement une légère tendance à la diminution avec les fortes rétentions. Cette tendance n'est pas très visible sur les résultats de la vitesse verticale des bulles (surtout pour le plus fort taux de vide).

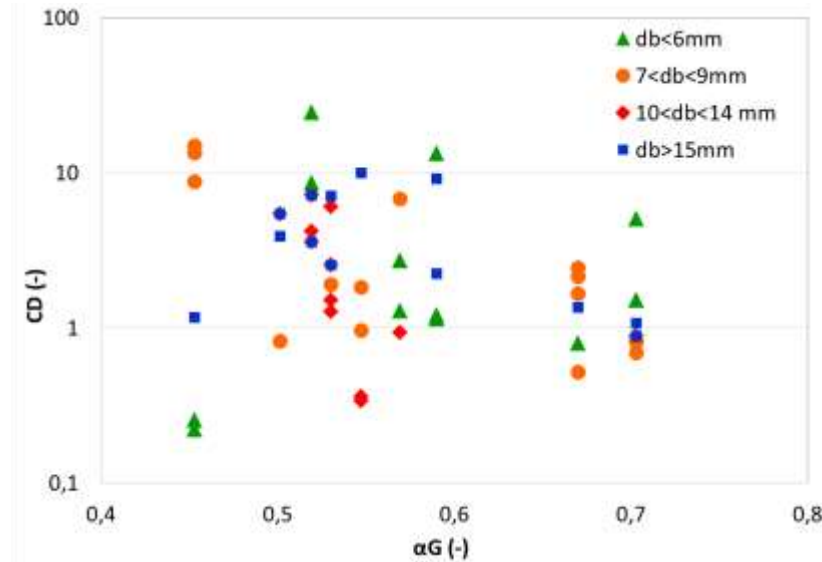


Figure 6-20 : Évolution du coefficient de trainée en fonction de la rétention du gaz pour différentes classes de diamètre de bulles

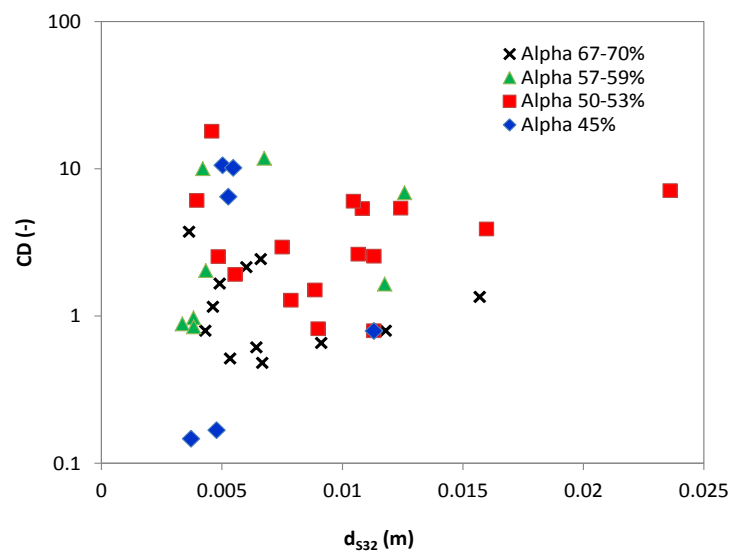


Figure 6-21 : Évolution du coefficient de trainée avec le diamètre de bulle pour différentes rétention gaz

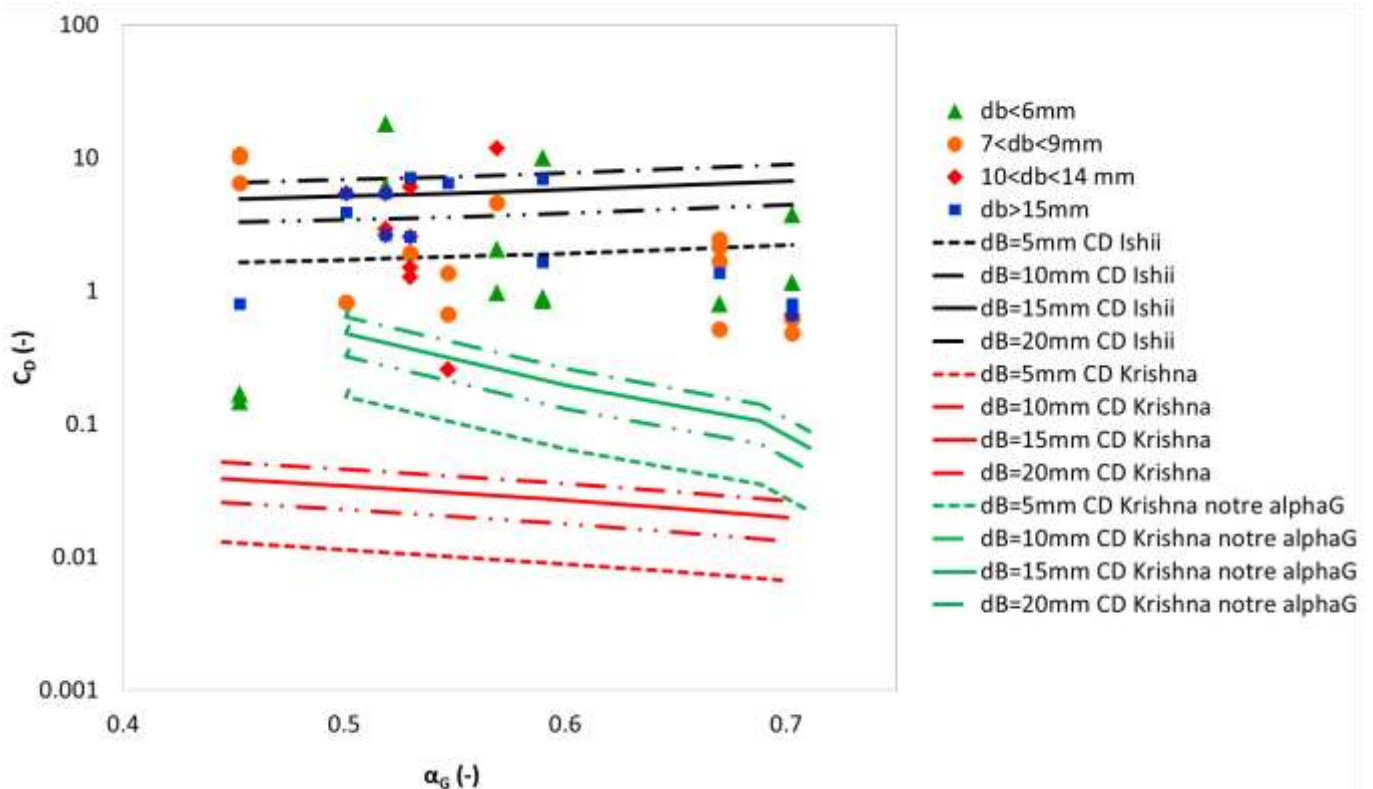
#### d. Comparaison à la littérature

Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés aux corrélations de Ishii et Zuber (1979) ainsi que celle de Krishna et al (1999). Le premier choix est justifié par les larges gammes de validation effectuées par les auteurs (différents régimes, large rétention et différents systèmes

diphases) et le deuxième par le fait que cette corrélation est la plus utilisée pour les simulations des écoulements sur plateaux.

Les résultats de la comparaison sont présentés sur la Figure 6-22. Les corrélations sont présentées pour deux diamètres de bulle, 5 et 20 mm. Dans la corrélation de Krishna et al (1999), afin d'atteindre des valeurs de rétention qui soient dans la gamme expérimentale, des vitesses de gaz deux fois plus importantes ont été utilisées. Ceci explique probablement les valeurs faibles de coefficient de trainée retrouvées. La même expression du coefficient de trainée proposée par Krishna et al (1999) est alors évaluée mais avec l'utilisation de la corrélation de rétention développée dans le cadre de l'étude actuelle : ce sont les courbes Krishna 1999 (2). Dans les deux cas la corrélation prédit une diminution de la trainée avec la rétention gaz. La corrélation de Bennett et al (1983) ayant une dépendance à la vitesse gaz plus importante que la présente corrélation, le ratio de la vitesse par la rétention conduit à une dépendance globale vis-à-vis de la vitesse gaz (et donc de la rétention) plus faible. Pour cette raison la première représentation décroît moins rapidement. Dans les deux cas, en comparaison avec les points expérimentaux la corrélation prédit une trainée plus faible.

La corrélation de Ishii et Zuber (1979) donne des valeurs proches des points expérimentaux. Par contre elle prédit une augmentation du coefficient de trainée avec  $\alpha_G$  ce qui ne correspond pas à l'évolution des points expérimentaux.



**Figure 6-22 : Comparaison du coefficient de trainée aux expressions proposées par Ishii et Zuber (1979) en milieu dense et celle de Krishna et al (1999) pour la simulation de plateaux perforés. Krishna 1999 : avec la corrélation de Bennett et al (1983) ; Krishna 1999 (2) : avec la corrélation de la rétention développée dans ce travail.**

### e. Conclusion

Une grande variation des régimes hydrodynamiques sur les plateaux est observée. La nature complexe des inclusions atteste de la difficulté à prédire une loi de trainée valable sur l'ensemble de la gamme opératoire des colonnes.

Les travaux dédiés aux plateaux sont peu nombreux et la comparaison des valeurs expérimentales illustre le choix difficile d'une expression capable de prédire la force de trainée.

L'approche de Krishna et al (1999) qui consiste à introduire une rétention expérimentale dans l'expression du coefficient de trainée constitue une manière de forcer l'interaction à répondre à la variation de l'hydrodynamique sur les plateaux. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle est fortement dépendante des résultats expérimentaux. Son utilisation à des fins totalement prédictives se trouve alors restreinte.

### 6.3.3 Force de trainée : approche pour la CFD

Dans un régime inertiel, la force de trainée s'exprime comme vu précédemment sous la forme suivante :

$$\overrightarrow{M}_D = -a_i \frac{r_{Sm}}{r_D} \frac{1}{8} C_D \rho_c \left| \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right| \left( \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right) \quad (6-28)$$

Le rapport entre rayon moyen de Sauter et rayon de trainée dépend de la forme des inclusions. Le coefficient de trainée  $C_D$  dépend à la fois de la forme des inclusions, de l'hydrodynamique de l'écoulement, de la nature des deux fluides ainsi que de la rétention de la phase dispersée. Ces différents effets peuvent être regroupés dans un même coefficient adimensionnel  $C'$  :

$$\overrightarrow{M}_D = -C' a_i \rho_c \left| \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right| \left( \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right) \quad (6-29)$$

Le taux d'aire interfaciale  $a_i$  est relié à la rétention de la phase dispersée via le rayon équivalent mais pourrait être exprimé de manière plus générale sous la forme :

$$a_i = 3 \frac{\alpha_d}{r_{Sm}} = K \frac{\alpha_d}{L} \quad (6-30)$$

avec  $L$  une longueur caractéristique et  $K$  un coefficient adimensionnel ce qui conduit à l'expression de la trainée suivante :

$$\overrightarrow{M}_D = -C \frac{\alpha_d}{L} \rho_c \left| \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right| \left( \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right) \quad (6-31)$$

En écrivant la force de trainée sous cette forme, la longueur  $L$  peut être fixée à une longueur caractéristique géométrique telle que le diamètre des clapets ou la hauteur de leur soulèvement.

Ainsi tous les effets d'hydrodynamique, de forme des structures de la phase dispersée, de rétention ou encore de propriétés physico-chimiques sont intégrés dans le coefficient adimensionnel  $C$ .

## 6.4 Conclusion

En résumé, les simulations CFD sur les plateaux perforés et à clapets disponibles dans la littérature prouvent le potentiel de caractérisation plus fine de l'écoulement ainsi que la possibilité d'employer ce type de simulations à des fins d'extrapolation. Néanmoins, les lois de fermetures proposées jusqu'à présent sont basées sur des lois empiriques ce qui soulève la question de la validité des simulations en dehors de la gamme de validité des lois expérimentales.

Ce choix de modélisation du terme de fermeture est finalement compréhensible au vu de la nature complexe et très chaotique de l'écoulement sur le plateau. Une approche globale est alors proposée.

Dans cette approche, les différentes forces d'interaction (trainée, portance et masse ajoutée) sont modélisées sous la forme d'une force de trainée englobant de manière générique toutes les interactions. L'ambition derrière cette approche est de pouvoir comprendre l'évolution du terme d'interaction avec le comportement hydrodynamique sur le plateau.

Cette approche tout comme l'approche proposée par Van Baten et al (1999) seront testées dans le chapitre suivant.

# Chapitre 7

## Modélisation et résultats numériques

Les simulations numériques sur plateaux perforés et à clapets, ont prouvé leur capacité à fournir des résultats représentatifs des résultats expérimentaux sur des colonnes pilotes. Leur développement pour une meilleure maîtrise du dimensionnement des colonnes industrielles est fortement souhaitable.

Dans ce chapitre des simulations numériques pour le cas de la grande colonne C3 sont présentées en testant différentes approches. Des simulations en géométrie 2D seront présentées en premier avec tout d'abord un écoulement liquide monophasique puis un écoulement diphasique sur le plateau. L'approche en 3D sera présentée en deuxième lieu avec les perspectives pour l'approche numérique proposée.

### Contenu

7	Modélisation et résultats numériques.....	190
7.1	Modélisation sous Fluent et approche Euler-Euler.....	191
7.1.1	Le code Fluent.....	191
7.1.2	Approche Euler-Euler.....	191
7.1.3	Terme de fermeture : implémentation de la loi de trainée sous Fluent.....	195
7.2	Géométrie 2D.....	196
7.2.1	Géométrie et maillage.....	197
7.2.2	Calcul en liquide seul.....	198
7.2.3	2D écoulement diphasique.....	203
7.3	Géométrie 3D.....	209
7.3.1	Géométrie /maillage/ CB/CI.....	209
7.3.2	Approche de Van Baten.....	210
7.3.3	Approche proposée : tentatives, problèmes rencontrés et perspectives.....	216
7.4	Conclusion.....	217

## 7.1 Modélisation sous Fluent et approche Euler-Euler

### 7.1.1 Le code Fluent

Le code commercial Fluent (Ansys V.14) est utilisé pour la simulation de l'écoulement diphasique sur le plateau. Il s'agit d'un logiciel de CFD (Computational Fluid Dynamics) employant la méthode des volumes finis.

La méthode des volumes finis est une méthode numérique de résolution des équations différentielles locales naissant de la mise en équations d'un problème physique. Dans la plupart des situations la résolution analytique de ces équations différentielles n'est pas possible et l'approche numérique est utilisée. La méthode des volumes finis consiste à diviser le domaine en volumes de contrôle. Les équations différentielles traduisant, en général, un bilan sur une grandeur donnée, sont intégrées pour chacun des volumes élémentaires. L'utilisation du théorème de la divergence (passage de l'intégral sur un volume d'une grandeur vers l'intégral de sa divergence sur la surface fermée délimitant le volume de contrôle) permet de passer à une expression des flux à la frontière entre les volumes élémentaires. L'évaluation des valeurs des intégrales se fait en approximant les fonctions à leur valeur au nœud situé à l'intérieur du volume de contrôle.

### 7.1.2 Approche Euler-Euler

La mise en œuvre du calcul CFD dans FLUENT s'effectue par une approche Euler/Euler dont les principales hypothèses et expressions sont présentées ci-après.

#### a. Équations locales instantanées de conservation en monophasique

Pour un écoulement monophasique adiabatique, l'expression de la conservation de matière et de quantité de mouvement à l'échelle locale conduit aux deux bilans instantanés suivants

##### Conservation masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \quad (7-1)$$

##### Conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \vec{f} \quad (7-2)$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $\vec{u}$  la vitesse,  $\underline{\underline{\sigma}}$  le tenseur des contraintes et  $\vec{f}$  la résultante des forces volumiques extérieures.

Pour les fluides newtoniens en écoulement incompressible le tenseur de contraintes s'exprime de manière linéaire par rapport à la pression et au tenseur des déformations :

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p \underline{\underline{I}} + \mu \left( \left( \nabla \vec{u} \right) + \left( \nabla \vec{u} \right)^T \right) = -p \underline{\underline{I}} + \mu \underline{\underline{\tau}} \quad (7-3)$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide.



Ainsi pour l'écoulement incompressible d'un fluide newtonien et dans le cas de la seule force du poids comme force extérieure la conservation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\vec{\nabla} p + \nabla \left( \mu \left( (\vec{\nabla} \vec{u}) + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right) \right) + \rho \vec{g} \quad (7-4)$$

### b. Équations locales instantanées de conservation en diphasique

En présence d'un écoulement diphasique, les mêmes bilans monophasiques locaux peuvent être écrits pour chacune des phases sur des sous-domaines du domaine fluide total. Afin de prendre en compte cette discontinuité de l'espace, une fonction de présence  $\chi_k$ , indicatrice de la présence de la phase  $k$ , est employée afin d'écrire les bilans sur l'ensemble du volume étudié.

$$\chi_k = \begin{cases} 1 & \text{si phase } k \text{ présente} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (7-5)$$

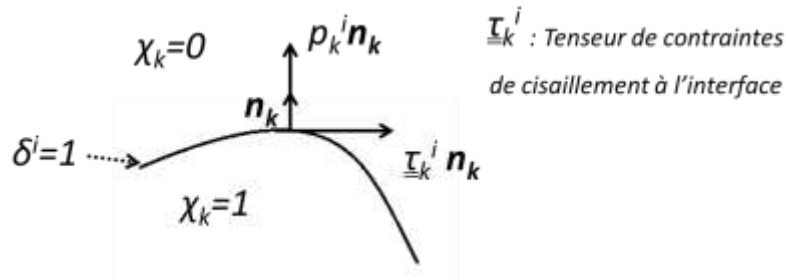


Figure 7-1: Schéma de l'interface : fonction de présence et contraintes interfaciales

En l'absence de transfert de matière à l'interface, les équations s'expriment pour chacune des phases comme suit :

#### Conservation de la masse

$$\frac{\partial \chi_k \rho_k}{\partial t} + \nabla(\chi_k \rho_k \vec{u}_k) = 0 \quad (7-6)$$

#### Conservation de quantité de mouvement

$$\left( \frac{\partial \chi_k \rho_k \vec{u}_k}{\partial t} + \nabla(\chi_k \rho_k \vec{u}_k \cdot \vec{u}_k) \right) = -\chi_k \vec{\nabla} p_k + \nabla \left( \chi_k \mu_k \left( (\vec{\nabla} \vec{u}_k) + (\vec{\nabla} \vec{u}_k)^T \right) \right) + \chi_k \rho_k \vec{g} + \underline{\underline{\sigma_k}} \cdot \vec{n}_k \delta^i \quad (7-7)$$

Le dernier terme du membre de droite correspond au terme d'échange de quantité de mouvement entre les phases,  $n_k$  étant le vecteur normal à l'interface et  $\delta^i$  est la fonction caractéristique de l'interface.

L'utilisation des fonctions caractéristiques (présence de phase et interface) conduit à la prise en compte d'une discontinuité de l'espace.

Une résolution directe des bilans de masse et de quantité de mouvement nécessite ainsi de prendre en compte cette discontinuité de l'espace, la dynamique de l'interface ainsi que les fluctuations dues à la turbulence.

Une résolution prenant en compte ces différentes fluctuations est réalisable pour des petits domaines mais si on s'intéresse à des écoulements industriels une résolution directe est, d'une part, trop coûteuse en moyens informatiques, et d'autre part, fournit des détails impertinents au vu des phénomènes physiques à décrire.

Les fluctuations caractéristiques des petites échelles temporelles et spatiales (discontinuités et turbulence) peuvent être lissées en moyennant les équations locales instantanées.

### c. Équations locales moyennées de conservation en diphasique

Les différentes équations de conservation sont moyennées (moyenne statistique, temporelle et/ou volumique) dans le but de filtrer les petites échelles de variations turbulentes et spatiales. Les équations moyennes offrent ainsi l'avantage d'être plus adaptées à décrire les écoulements réels. En contrepartie, des termes de fermetures apparaissent et nécessitent leur modélisation. Ces termes transmettent, en quelque sorte, uniquement l'information indispensable à la résolution des plus grandes échelles.

#### *Opérateur de moyenne*

Un opérateur de moyenne temporelle, avec l'hypothèse d'une épaisseur nulle des interfaces, est employé par Ishii et Hibiki (2007). Il est noté :

$$\langle F \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} F(t) dt \quad (7-8)$$

Cet opérateur de moyenne respecte les propriétés de linéarité, idempotence et commutativité vis-à-vis des opérateurs de dérivation.

Chaque grandeur locale instantanée peut être exprimée en fonction de la valeur moyenne et d'une composante fluctuante dont la moyenne est nulle :

$$F = \langle F \rangle + F' \quad (7-9)$$

$$\langle F' \rangle = 0 \quad (7-10)$$

En appliquant cet opérateur à la fonction de présence on obtient la rétention des phases :

$$\langle \chi_k \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \chi_k(t) dt = \alpha_k \quad (7-11)$$

Un opérateur de moyenne phasique est défini par la relation :

$$\alpha_k \bar{F} = \langle \chi_k F \rangle \quad (7-12)$$

Chaque grandeur instantanée locale peut être exprimée ainsi :

$$\chi_k F = \alpha_k \bar{F} + \chi_k F' \quad (7-13)$$

avec

$$\langle \chi_k F' \rangle = 0 \quad (7-14)$$

### ***Moyenne des équations instantanées***

La moyenne temporelle phasique est employée sur les deux équations bilans de conservation de masse et de quantité de mouvement

#### **Conservation de la masse**

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla (\alpha_k \rho_k \bar{u}_k) = 0 \quad (7-15)$$

#### **Conservation de quantité de mouvement**

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \bar{u}_k}{\partial t} + \nabla \left( \alpha_k \rho_k \bar{u}_k \bar{u}_k - \alpha_k \mu_k \left( \left( \bar{\nabla} u_k \right) + \left( \bar{\nabla} u_k \right)^T \right) \right) + \alpha_k \nabla \underline{\tau}^t = -\alpha_k \bar{\nabla} p_k + \alpha_k \rho_k \bar{g} + \bar{M}_{k,i} \quad (7-16)$$

$$\underline{\tau}^t = \rho_k \overline{u'_k \otimes u'_k} \quad (7-17)$$

avec  $\alpha_k$  la fraction de la phase considérée,  $\underline{\tau}^t$  le tenseur de contraintes turbulentes et  $\bar{M}_{k,i}$  la force d'interaction entre phases.

Le tenseur de contraintes turbulentes peut être modélisé sous la forme d'une contrainte visqueuse avec une viscosité turbulente :

$$\underline{\tau}^t = -\mu_k^t \left( \left( \bar{\nabla} u_k \right) + \left( \bar{\nabla} u_k \right)^T \right) \quad (7-18)$$

Ainsi le bilan de conservation de quantité de mouvement revient à écrire

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \bar{u}_k}{\partial t} + \nabla \left( \alpha_k \rho_k \bar{u}_k \bar{u}_k - \alpha_k \mu_{k,eff} \left( \left( \bar{\nabla} u_k \right) + \left( \bar{\nabla} u_k \right)^T \right) \right) = -\alpha_k \bar{\nabla} p_k + \alpha_k \rho_k \bar{g} + \bar{M}_{k,i} \quad (7-19)$$

où

$$\mu_{k,eff} = \mu_k + \mu_k^t \quad (7-20)$$

Les équations locales moyennées, ainsi retrouvées, représentent l'approche Euler-Euler des écoulements poly-phasiques. Cette approche consiste à décrire les différentes phases comme étant des phases continues ayant plusieurs types de transfert possibles entre elles. Seul le transfert de quantité de mouvement est considéré dans les équations présentées ici.

La résolution des équations issues de la formulation moyennée nécessite la modélisation des termes de fermeture : turbulence et interaction entre phases.

Pour la turbulence, le modèle k-ε, largement utilisé sera considéré dans ce travail.

Le terme de transfert de quantité de mouvement est le terme à modéliser. L'approche proposée par Van Baten et al (1999) ainsi que celle proposée au paragraphe 6.3.3 seront testées dans le cadre de ce travail. L'implémentation d'une loi de fermeture pour l'échange de quantité de mouvement entre phases.

### 7.1.3 Terme de fermeture : implémentation de la loi de trainée sous Fluent

Le code commercial Fluent offre la possibilité de modéliser le terme d'interaction entre les deux phases par un terme d'échange de quantité de mouvement pouvant tenir compte de la force de trainée, de la force de masse ajoutée, de la force de portance ainsi que de l'effet de tension interfaciale.

Comme présenté dans le chapitre 6, seule la force de trainée est considérée dans ce travail pour décrire les échanges de quantité de mouvement. Celle-ci peut être personnalisée par l'utilisation d'une UDF (User Defined Function). La forme générale de la force de trainée telle qu'exprimée dans le code est la suivante :

$$\overrightarrow{M}_D = -K_{dc} (\overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c) \quad (7-21)$$

où la vitesse  $(\overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c)$  est la vitesse de glissement entre la phase dispersée et la phase continue et le coefficient  $K_{dc}$  est le coefficient pouvant être ajusté par une UDF dans Fluent.

En adoptant la bonne forme pour ce coefficient il est possible d'imposer une loi spécifique du coefficient de trainée.

Deux lois de trainée personnalisées seront testées dans ce travail. La première est celle largement utilisée dans la littérature, il s'agit de la loi de Van Baten et al (1999) (voir Tableau 6-1). La deuxième forme sera celle proposée, ici, en 6.3.3.

#### a. Approche de Van Baten al (1999)

L'expression proposée par Van Baten et al (1999) et développée initialement pour les colonnes à bulles (Krishna et al , 1999) étant largement reprise par les travaux de simulation numérique des plateaux perforés et à clapets, l'expression est testée dans le cadre de ce travail. Pour rappel, le terme de fermeture de la force de trainée s'exprime comme suit :

$$\overrightarrow{M}_{L,G} = \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) g \frac{1}{(U_{G,a} / \alpha_G^{correl})^2 \alpha_L^{correl}} (\overrightarrow{u}_G - \overrightarrow{u}_L) |\overrightarrow{u}_G - \overrightarrow{u}_L| \quad (7-22)$$

Les auteurs utilisent la corrélation proposée par Bennett et al (1983) pour la rétention gaz :

$$\alpha_G^{correl} = \alpha_G^{Bennett} = 1 - e^{\left( -12.55 \left( U_{G,a} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.91} \right)} \quad (7-23)$$

Dans ce cas le coefficient  $K_{dc}$  à implémenter dans Fluent s'exprime comme suit :

$$K_{dc} = \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) g \frac{1}{\left( U_{G,a} / \alpha_G^{correl} \right)^2 \alpha_L^{correl}} \left| \vec{u}_G - \vec{u}_L \right| \quad (7-24)$$

### b. Approche proposée

Dans le présent travail il est proposé de modéliser la force de trainée en adoptant un coefficient de trainée fixe de telle sorte que le terme d'interaction s'exprime sous la forme la plus simple possible :

$$\vec{M}_D = C \frac{\alpha_G}{L} \rho_L \left| \vec{U}_G - \vec{U}_L \right| \left( \vec{U}_G - \vec{U}_L \right) \quad (7-25)$$

où  $L$  est une longueur caractéristique de l'interface

Le coefficient  $K_{dc}$  dans Fluent s'exprime alors sous la forme suivante:

$$K_{dc} = C \frac{\alpha_G}{L} \rho_L \left| \vec{U}_G - \vec{U}_L \right| \quad (7-26)$$

La longueur caractéristique  $L$  a été choisie égale à la levée maximale des clapets :

$$L = h_{\max} \quad (7-27)$$

A noter que l'approche de Van Baten et al (1999) revient à considérer que l'échelle caractéristique est  $U_{G,a}^2 / g$ .

## 7.2 Géométrie 2D

Les premières tentatives de simulations du plateau se sont déroulées avec une géométrie 2D équivalente à la géométrie de la grande colonne C3. Ces simulations ont permis d'approcher le problème en commençant par des simulations avec liquide seul sur le plateau puis en introduisant l'écoulement du gaz.

Les simulations 2D en diphasique ont servi pour tester différentes approches pour la simulation du terme d'interaction gaz-liquide. En plus des deux approches de Van Baten et al et celle proposée ici, qui considèrent toute les deux un écoulement continu liquide et une phase dispersée gaz, la loi de fermeture classique de Schiller-Naumann, directement disponible sous fluent, a été également testée avec la considération d'une phase continue gaz et d'un liquide dispersé en forme de gouttes. La motivation de ce dernier test provient essentiellement de l'observation sur les plateaux d'une rétention gaz conséquente (supérieure à 60%). Avec cette

approche une taille de gouttelette de 500  $\mu\text{m}$  a été fixée en se basant sur le travail de (Fang & He 2005) ayant effectué des mesures de taille de gouttes sur les plateaux perforés. Ces auteurs reportent une taille moyenne de gouttelettes liquides de 200  $\mu\text{m}$  en régime d'émulsion (implosion de bulles en surface) et de 1000 $\mu\text{m}$  en régime de jets (atomisation de filaments liquides par un jet gaz). La taille de 500  $\mu\text{m}$  a été choisie comme une taille intermédiaire entre les deux tailles extrêmes mesurées par ces auteurs.

Pour rappel, le coefficient de trainée de Schiller-Naumann s'exprime en fonction du nombre de Reynolds de la goutte :

$$\text{Re} = \frac{d_D \rho_G |\vec{U}_L - \vec{U}_G|}{\mu_G} \quad (7-28)$$

où  $d_D$  est le diamètre de goutte.

Le coefficient de trainée s'écrit sous la forme suivante dans Fluent :

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.1 \text{Re}^{0.687}) ; \text{Re} < 1000 \quad (7-29)$$

$$C_D = 0.44 ; \text{Re} > 1000 \quad (7-30)$$

Comme déjà présenté dans le chapitre précédent, la réalité de l'écoulement est située entre les deux extrêmes (gouttelettes et bulles). Aucune des approches n'est donc réellement représentative de l'interaction à l'échelle locale entre les deux phases.

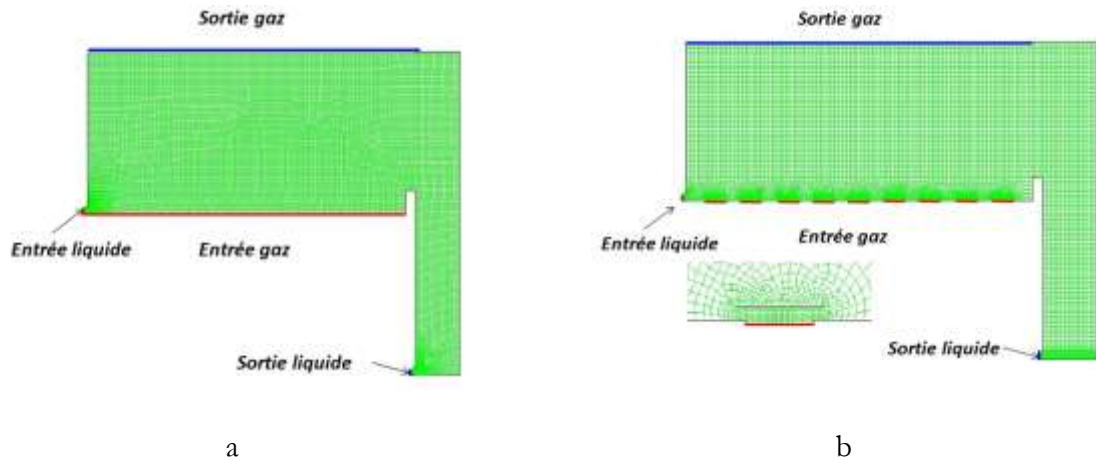
Pour récapituler, donc, les simulations en 2D avec écoulement diphasique gaz liquide sont effectuées :

- En liquide continu, gaz dispersé : avec deux lois implémentée via une UDF : approche Van Baten et al (1999) et coefficient de trainée constant.
- En gaz continu, liquide dispersé : avec des gouttes d'une taille de 500  $\mu\text{m}$  et la loi de Schiller Naumann pour l'interaction gaz liquide telle que proposée dans le code.

### 7.2.1 Géométrie et maillage

Le domaine simulé est limité au plateau et au déversoir de sortie. La géométrie 2D du système est présentée en Figure 7-2, avec une injection gaz uniforme sur le plateau (sans clapets)(Figure 7-2.a) et avec la considération des clapets sur le plateau (Figure 7-2.b). Les clapets ont été modélisés comme des pièces solides d'épaisseur 1mm chacun, situés à une hauteur de 9mm du plateau. Cette hauteur correspond à leur levée maximale.

Un maillage quadrilatère a été choisi pour mailler l'ensemble du domaine. Trois maillages avec un raffinement différent ont été utilisés pour tester la sensibilité de la solution à ce paramètre.



**Figure 7-2 : Géométrie 2D du domaine de simulation équivalent à la grande colonne C3 a. avec injection de gaz homogène au niveau du plateau. b. avec une injection gaz à travers des clapets**

En écoulement monophasique liquide sur le plateau, seule la géométrie sans clapet a été utilisée. Par contre dans le cas diphasique, les deux géométries ont été testées.

### 7.2.2 Calcul en liquide seul

Des simulations en liquide seul ont permis en premier lieu de tester la sensibilité de la solution au maillage ainsi qu'au pas de temps.

Une fois ces deux paramètres étudiés, l'effet de la charge liquide sur la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage est investi et comparé à l'équation de Francis en écoulement monophasique.

#### a. Sensibilité au maillage et au pas de temps

Le cas test pour cette étude de sensibilité est effectué avec une injection liquide uniforme. Un récapitulatif des conditions aux limites ainsi que de la solution initiale est donné en Tableau 7-1.

**Tableau 7-1 : Paramètres du cas test pour l'étude de sensibilité au maillage et au pas de temps : simulation avec liquide seul sur le plateau**

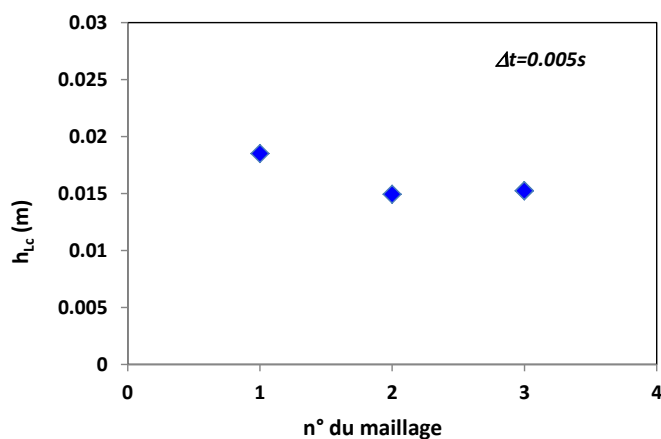
Modèles	<b>Modèle</b> : Euler/ Euler <b>Interaction G/L</b> : Loi Fluent « symmetric » basée sur une loi de Shciller-Naumann modifiée pour gérer les inversions de phases. <b>Turbulence</b> : Modèle K-ε
Solveurs	<b>Pressure based, transient</b> Discrétisation espace : <b>1<sup>st</sup> order upwind</b> Discrétisation temps : <b>1<sup>st</sup> order implicit</b>
Conditions de Bords	<b>Entrée liquide</b> : Vitesse liquide uniforme : $V_{L,in} = 0.55 \text{ m/s}$ ( $L=8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ ) <b>Entrée gaz</b> : Paroi <b>Sortie liquide</b> : Vitesse liquide sortante uniforme $V_{L,out} = -0.55 \text{ m/s}$ <b>Sortie gaz</b> : Pression atmosphérique
Conditions initiales	<b>Plateau</b> rempli jusqu'au barrage de sortie en liquide <b>Déversoir</b> rempli jusqu'à une hauteur de 20 cm en liquide
Grandeur suivie (monitor)	La hauteur de liquide clair sur le plateau $h_{Lc}$

Trois maillages différents ont été testés. Un récapitulatif du nombre d'éléments ainsi que des tailles minimale et maximale des mailles est reporté sur le Tableau 7-2.

**Tableau 7-2 : Différents maillages testés avec un écoulement liquide seul**

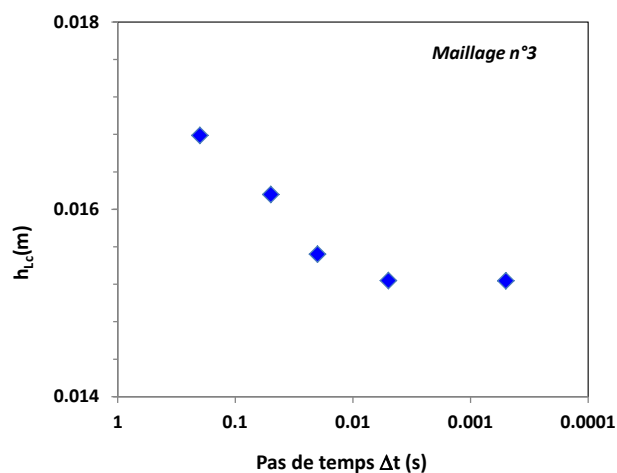
	1 <sup>er</sup> maillage	2 <sup>ème</sup> maillage	3 <sup>ème</sup> maillage
Maillage	Grossier	Moyen	Fin
Nombre d'éléments	580	5202	12888
Taille min (mm)	0.36	0.18	0.1
Taille max (mm)	36	18	10

En fixant le pas de temps à  $5 \cdot 10^{-2}$  s, la hauteur de liquide clair sur le plateau a été suivie jusqu'à stabilisation de celle-ci par rapport au temps. Les résultats obtenus en fonction du maillage sont reportés sur la Figure 7-3. Ces résultats montrent une stabilisation de la hauteur de liquide clair à partir du deuxième maillage.



**Figure 7-3 : Sensibilité de la solution au raffinement du maillage.**

La sensibilité au pas de temps a été étudiée en utilisant le maillage le plus fin. Les résultats sont présentés sur la Figure 7-4. A partir d'un pas de temps de  $5 \cdot 10^{-2}$  s la solution peut être considérée indépendante du pas de temps, ce qui justifie a posteriori le choix de ce pas de temps pour la comparaison des maillages.



**Figure 7-4 : Sensibilité de la solution au pas de temps**



Ainsi le niveau de raffinement du 3<sup>ème</sup> maillage et un pas de temps maximal de  $5.10^{-2}$  s ont été adoptés pour la suite.

### b. Effet de la charge liquide sur la hauteur de liquide clair

En faisant varier le débit liquide d'entrée sur le plateau, l'effet de la charge liquide  $L$  est étudié. Les mêmes conditions de bord et conditions initiales décrits dans le Tableau 7-1 sont adoptées avec l'unique variation de la vitesse liquide.

Pour la comparaison, le modèle phénoménologique développé en 1.3.2 pour un écoulement monophasique (en considérant  $\alpha_L=1$ ) ainsi que l'équation de Francis sont considérés. L'équation de Francis représentant un écoulement monophasique au-dessus d'un barrage avec un écoulement infini en amont est considérée avec et sans frottement :

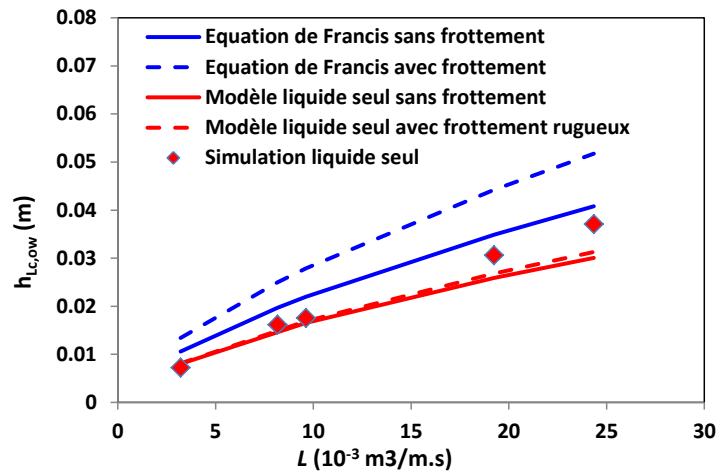
$$h_{Lc} = h_w + h_{ow} = h_w + \left( \frac{3}{2\sqrt{2}C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q}{L_w} \right)^{2/3} g^{-1/3} \quad (7-31)$$

avec  $C_d = 0$  en l'absence de frottement et  $C_d = 0.7$  en présence de frottement (valeur souvent employée dans la littérature).

Le modèle phénoménologique développé ici est considéré soit sans frottement soit en considérant le frottement rugueux dû à la présence des clapets.

En liquide seul et en l'absence de tout type de frottement liquide l'unique hypothèse différenciant les deux modèles est celle d'une vitesse amont négligeable dans l'équation de Francis.

La Figure 7-5 montre les résultats de simulation obtenus en comparaison avec les deux modèles.



**Figure 7-5 : Comparaison des résultats de hauteur de liquide clair en écoulement monophasique liquide sur le plateau avec les résultats de l'équation de Francis**

Les simulations montrent une variation avec la charge liquide  $L$  semblable à celle de l'équation de Francis mais avec des valeurs plus faibles. Le modèle phénoménologique présente, lui, des résultats en accord avec les simulations pour les faibles valeurs de charge liquide mais

tend à s'en écarter pour les fortes charges liquides. La hauteur de liquide clair étant plus importante pour les fortes charges  $L$ , l'hypothèse d'un gradient de pression hydrostatique au-dessus du barrage négligeable n'est plus valide. Ceci pourrait expliquer l'écart au modèle.

La considération d'un frottement, se traduit par l'augmentation de la hauteur de liquide clair au-dessus du barrage. L'effet de rugosité est, comme déjà souligné au chapitre 1, négligeable. Pour l'équation de Francis, la prise en compte d'un coefficient de frottement tend à creuser encore plus l'écart entre les simulations et le modèle.

Pour cette première approche en écoulement monophasique, certaines structures locales attendues ont été observées. Il s'agit, notamment, de deux zones de recirculation liquide sur le plateau. La première est située en entrée du plateau et elle est due à l'expansion brusque du liquide entrant. La deuxième est celle située en amont du barrage de sortie. Dans cette zone une partie du liquide est piégée et devient stagnante (Voir Figure 7-7.a et b.). Dans le déversoir, le liquide qui se déverse, entraîne avec lui une fraction de phase gaz. En se désengageant, le gaz remonte une fraction du liquide. Dans le déversoir deux boucles de recirculation liquide sont également observables (voir Figure 7-7.c).

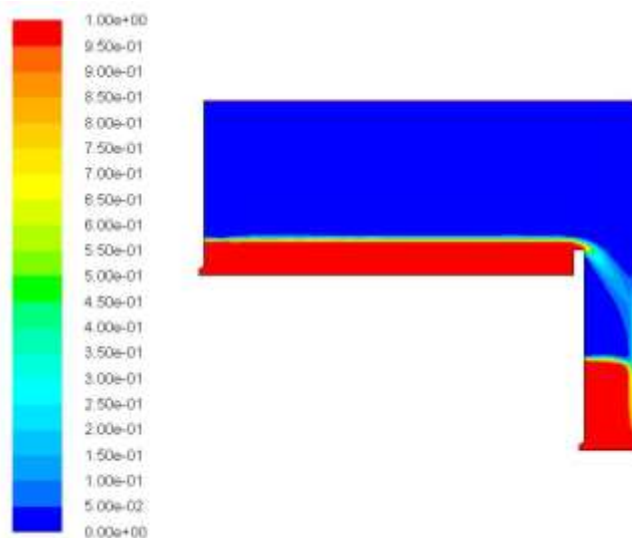


Figure 7-6 : Résultat de la rétention liquide en écoulement liquide seul pour une charge  $L = 8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  ( $V_{L,in}=0.55\text{m/s}$ )

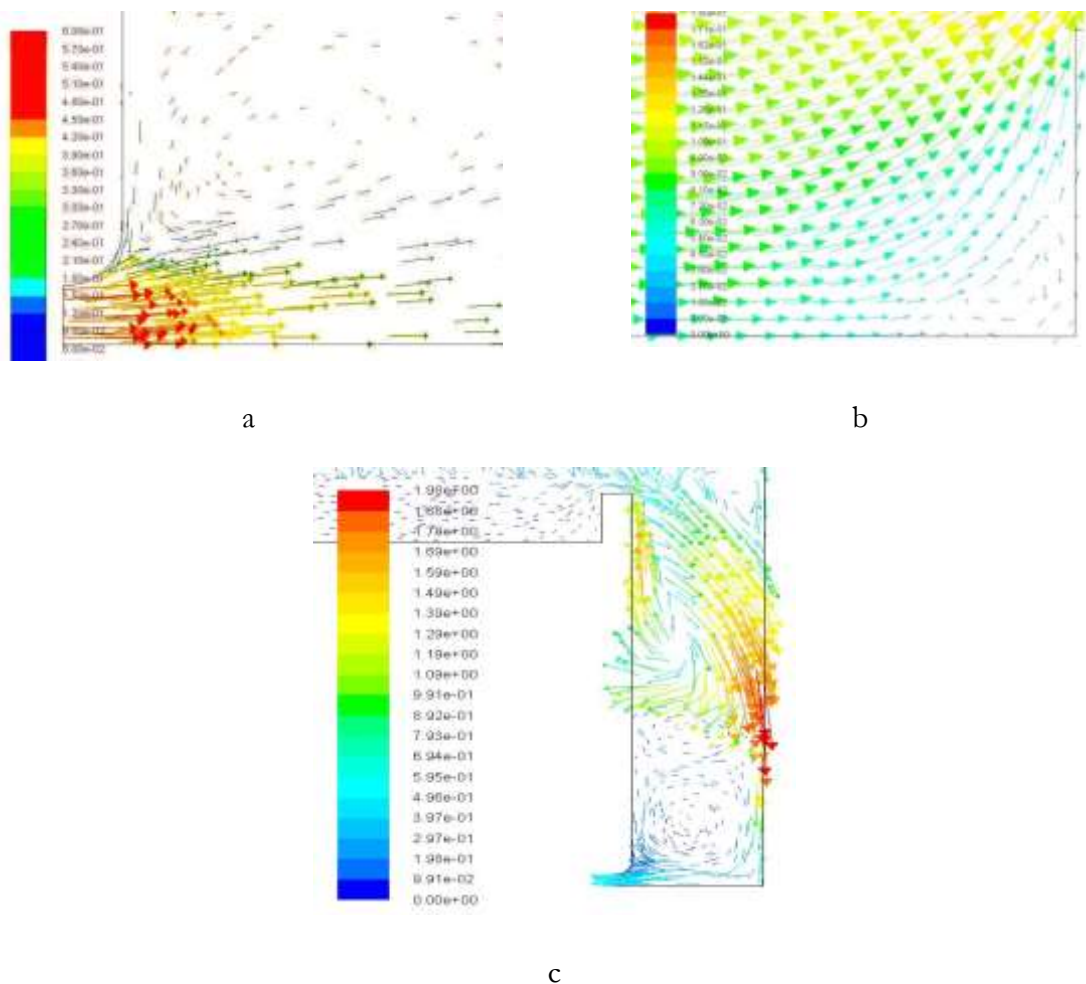


Figure 7-7 : Mise en évidence de zones de recirculation liquide sur le plateau et dans le déversoir : champs du vecteur vitesse liquide pour  $L = 8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  a. en entrée du plateau b. avant le barrage de sortie et c. dans le déversoir.

### 7.2.3 2D écoulement diphasique

Après avoir validé les tests en liquide seul par rapport aux modèles de Francis et celui présenté en 1.3.2, la géométrie 2D est employée pour simuler l'écoulement diphasique sur le plateau. Le but de cette seconde étape étant d'évaluer le potentiel de l'approche la plus utilisée dans la littérature (Van Baten et al, 1999), de celle utilisant la loi de Schiller-Naumann avec une phase gaz continue mais également de vérifier la faisabilité de l'approche proposée dans le cadre de ce travail. La validité des conditions aux limites, plus particulièrement l'injection gaz sur le plateau, ont été également testées.

#### a. Géométries du domaine / conditions de bords et condition initiale

Les deux géométries de la Figure 7-2 ont été comparées dans le but d'évaluer l'impact de l'injection du gaz (discrète ou homogène) sur les résultats de la simulation.

Les vitesses gaz, considérés ici, sont relativement élevées. Les clapets étant supposés soulevés à leur levée maximale, cela suppose des facteurs cinétiques gaz moyens à élevés. Cette contrainte s'est traduite dans le cas d'une injection discrétisée sur le plateau (géométrie avec clapets) par des vitesses d'injection gaz supérieures à 6 m/s. En présence d'aussi fortes vitesses, le liquide ne parvient pas à se créer un chemin vers le barrage de sortie avec l'hypothèse d'un écoulement plan (géométrie 2D). En présence des clapets, un fort taux d'entraînement de la phase liquide vers la sortie gaz a été observé. En conséquence, pour les tests discutés avec une géométrie 2D, l'injection homogène du gaz a été retenue puisque moins contraignante pour les vitesses gaz.

Une simulation 2D peut être justifiée si l'écoulement est en moyenne homogène suivant la 3<sup>ème</sup> direction. Une approche 2D pour ce type de plateau à clapets nécessite donc d'avoir une représentation de l'injection par clapet. Les clapets sont représentés plutôt comme des fentes sur toute la largeur du plateau.

#### i. Discussion des résultats avec la loi de Van Baten et celle de Schiller-Naumann

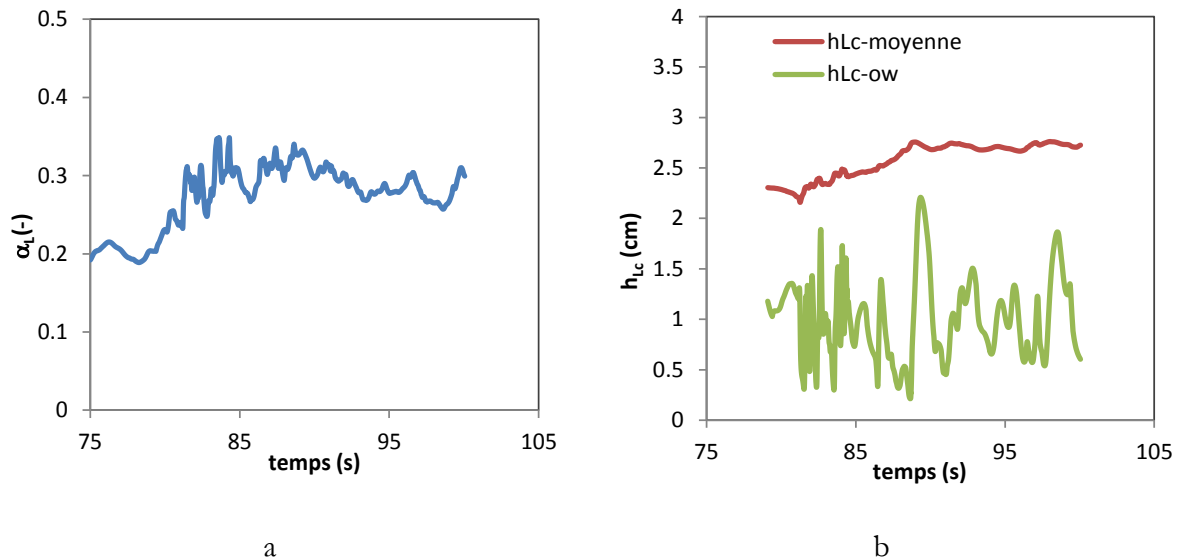
Dans ce paragraphe deux approches sont testées. La première correspond à la considération de la phase liquide comme étant la phase continue. La loi de fermeture pour l'interaction gaz liquide est alors celle proposée par Van Baten et al (1999). Celle-ci fait intervenir la corrélation empirique de la rétention liquide sur le plateau proposée par Bennett et al (1983). L'intérêt de l'expression proposée par Van Baten et al (1999) réside dans l'indépendance de la force de trainée au diamètre de bulle. La deuxième approche consiste à imposer le gaz comme phase continue et à considérer l'émulsion gaz-liquide comme un nuage de gouttelettes mono-disperse avec un diamètre de 500  $\mu\text{m}$  et une loi de trainée classique qui est celle de Schiller-Naumann.

En considérant ces deux descriptions, des simulations en 2D avec injection gaz homogène au niveau du plateau, sont réalisées. Les simulations sont réalisées pour un débit liquide fixe et deux vitesses gaz différentes. Les conditions de bord et les conditions initiales sont présentées sur le Tableau 7-3.

**Tableau 7-3 : Conditions de bords, conditions initiales et paramètre suivis pour les simulations 2D en G/L**

Conditions de Bords	<b>Entrée liquide</b> : Vitesse liquide uniforme : $V_{L,in} = 0.55 \text{ m/s}$ ( $L=8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$ ) <b>Entrée gaz</b> : Vitesse gaz uniforme : $V_{G,in} = 1 \text{ m/s}$ ; $V_{G,in} = 1.5 \text{ m/s}$ <b>Sortie liquide</b> : Vitesse de sortie liquide pour le cas liquide continu $V_{L,out} = -0.55 \text{ m/s}$ / Pression hydrostatique pour le cas gaz continu $P_{hydro} = 1900 \text{ Pa}$ <b>Sortie gaz</b> : Pression atmosphérique : $P_0$
Conditions initiales	<b>Plateau</b> rempli jusqu'au barrage d'une émulsion avec rétention liquide de 50% <b>Déversoir</b> rempli jusqu'à une hauteur de 20 cm en liquide pour la simulation liquide continu/ déversoir vide pour la simulation gaz continu
Grandeurs suivies (monitors)	Rétention liquide moyenne sur le plateau $\alpha_L$ et locale pour des plans à $x = \text{constante}$ Hauteur de liquide clair moyenne sur le plateau $h_{Lc}$ et locale pour des plans à $x = \text{constante}$

Sur la Figure 7-8, un exemple de l'évolution en fonction du temps de la rétention liquide moyenne (Figure 7-8.a) et de la hauteur de liquide clair (moyenne sur le plateau et au-dessus du barrage de sortie) (Figure 7-8.b) est présenté. La convergence de la solution a été jugée sur la base de la stabilisation de la valeur moyenne de la hauteur de liquide clair et de la rétention liquide sur le plateau.



**Figure 7-8 : Exemple de l'évolution avec le temps des paramètres suivis pour une approche Van Baten et al (1999) et une vitesse gaz  $V_{G,Inj}=1.5\text{m.s}^{-1}$  a. Suivi de la rétention liquide moyenne sur le plateau b. Suivi de la hauteur de liquide moyenne sur le plateau et de la hauteur de liquide au-dessus du barrage**

Sur la Figure 7-9 les résultats des simulations 2D avec liquide ou gaz continu sont comparés aux résultats expérimentaux et également aux résultats du modèle phénoménologique proposé au chapitre 1. Les résultats comparés sont ceux de la rétention liquide moyenne, de la hauteur de liquide clair et de la hauteur moyenne de l'émulsion. Cette dernière hauteur est déduite du ratio de la hauteur de liquide clair à la rétention liquide moyenne.

Les simulations, tout comme le modèle, fournissent, malgré les hypothèses fortes adoptées, des résultats relativement proches des valeurs expérimentales.

Le modèle phénoménologique utilise la corrélation de Liang et al (2008) pour estimer la rétention liquide sur le plateau. Sur la Figure 7-9.a, cette corrélation montre des valeurs en accord avec les valeurs expérimentales sur la grande colonne. Pour autant les valeurs de  $h_{Lc}$  et par conséquent de  $h_{Fe}$  sous-estiment les valeurs expérimentales.

Pour les simulations, le modèle avec gaz continu donne des résultats de rétention liquide et de hauteur de liquide clair plus importantes que les points expérimentaux. Il en résulte que ces simulations sous-estiment la hauteur de l'émulsion.

Finalement le modèle de Van Baten et al (1999) donne des résultats plus proches que celui avec des gouttes liquides. L'écart de ces simulations aux valeurs expérimentales, dépend du paramètre auquel on s'intéresse : pour la rétention liquide l'écart est réduit pour la vitesse la plus importante, contrairement à la hauteur de liquide clair pour laquelle les résultats sont meilleurs à faible vitesse liquide.

Les résultats des deux approches montrent des comportements semblables. Ainsi l'allure de l'émulsion, pour une même condition opératoire, présente une similitude entre les deux approches. Par ailleurs le mécanisme de transport du liquide vers la sortie s'est fait par petites poussées du liquide par-dessus le barrage dans les deux cas. Ces poussées de liquide se traduisent par la propagation d'une onde de rétention liquide sur le plateau depuis l'entrée liquide (voir Figure 7-10). Ces projections peuvent également être observées à travers le suivi de la hauteur de liquide clair par-dessus le barrage (voir exemple Figure 7-8.b).

L'effet de l'augmentation de la vitesse gaz sur le plateau s'est traduit par un changement de l'allure de l'écoulement (voir Figure 7-11). L'émulsion avec un liquide qui se déplace de manière essentiellement horizontale dans le cas de la vitesse gaz la plus faible, devient plus chaotique en augmentant la vitesse du gaz. Un gradient plus important de rétention liquide est observable sur le plateau et l'entraînement de structures liquides avec le gaz est noté. Des boucles de circulation liquide se forment tout le long de la longueur de passe (voir Figure 7-11.b). Avec la présence de grosses structures gaz, le liquide avance vers le barrage de sortie par bonds sur le plateau.

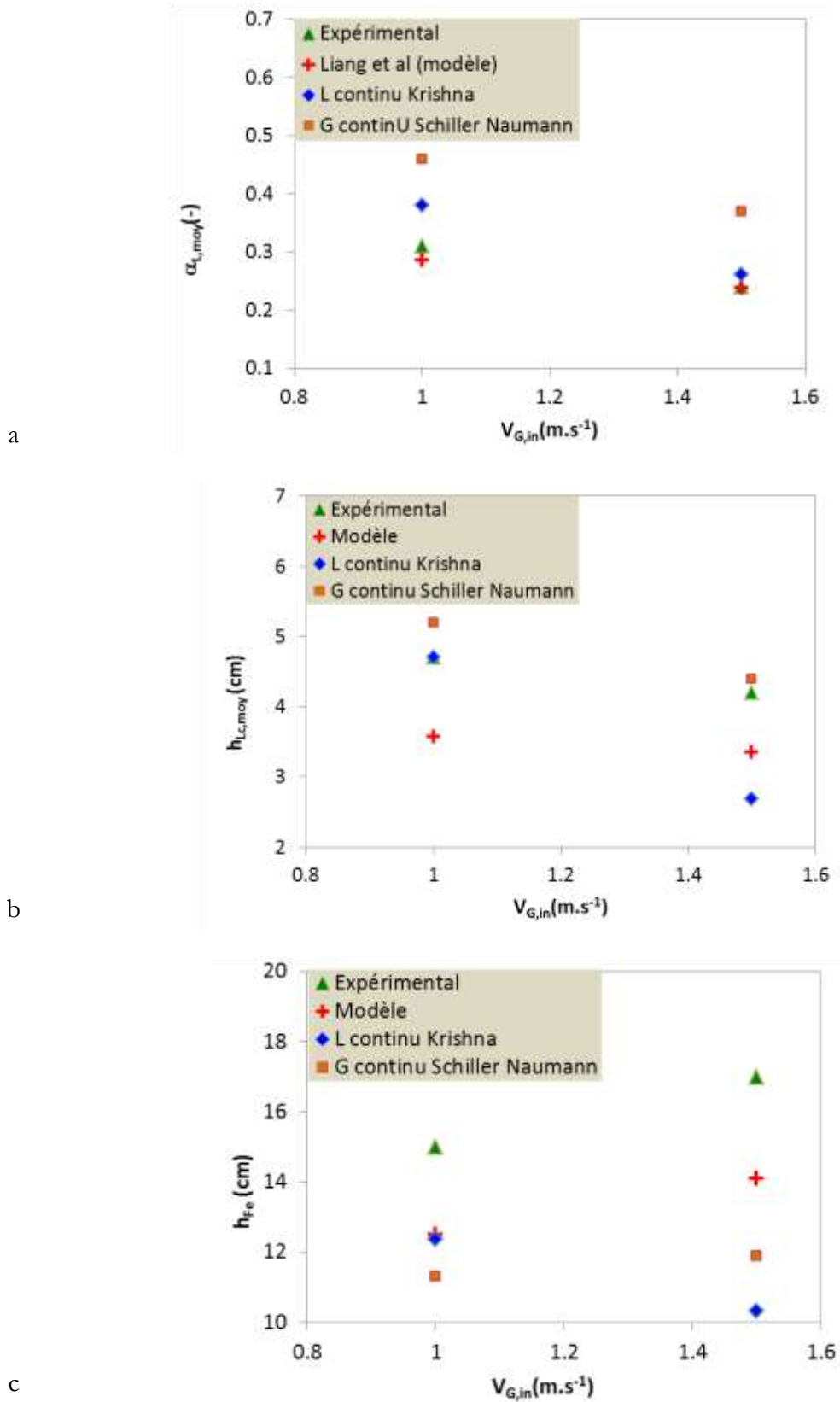
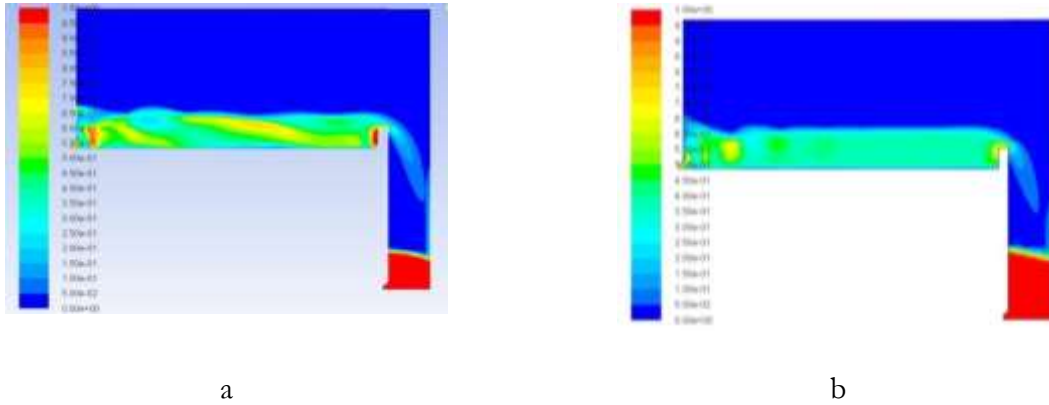
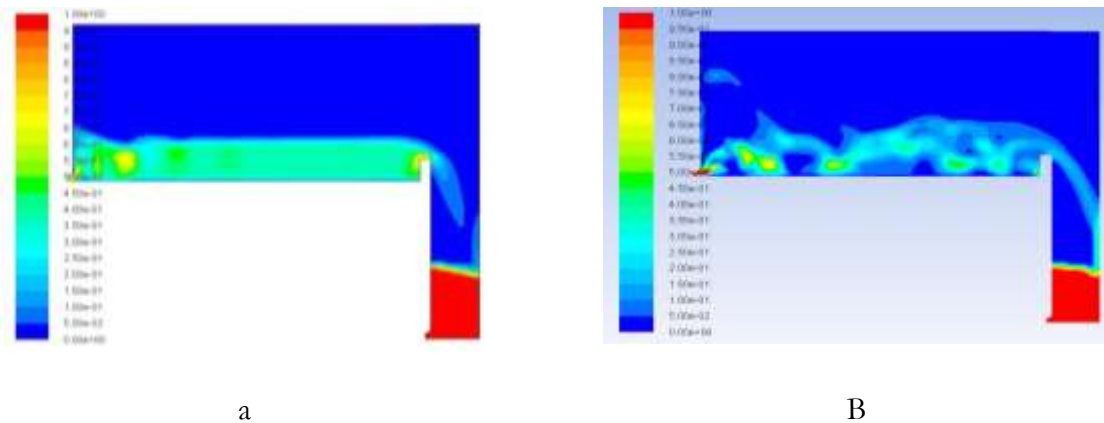


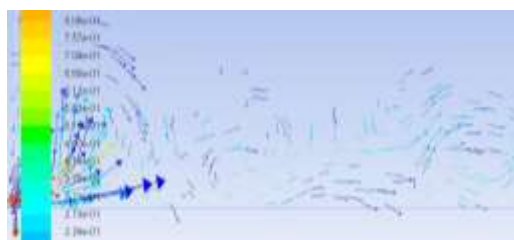
Figure 7-9 : Comparaison des résultats moyennés des simulations 2D aux résultats expérimentaux et à ceux du modèle de l'écoulement homogène. a. Rétention liquide moyenne b. Hauteur de liquide clair c. Hauteur de l'émulsion



**Figure 7-10 : Comparaison de la rétention de liquide sur le plateau a. phase gaz continue avec la loi de Schiller Naumann b. phase liquide continue avec la loi de Van Baten (1999)**



**Figure 7-11 : Évolution de la rétention liquide sur le plateau en augmentant le débit gaz avec l'approche de Van Baten (1999) en 2D a.  $V_{G,in}=1\text{m.s}^{-1}$  b.  $V_{G,in}=1.5 \text{ m.s}^{-1}$**



**Figure 7-12 : Champ de vitesse liquide avec l'approche Van Baten (1999) pour  $V_{G,in}=1.5\text{m.s}^{-1}$**

## ii. Approche proposée

Vu la complexité de l'écoulement sur les plateaux, une expression de l'interaction gaz liquide englobant les différentes forces d'interaction en l'expression d'une force de trainée générique est adoptée dans le cadre de l'étude présente (cf en 6.3).



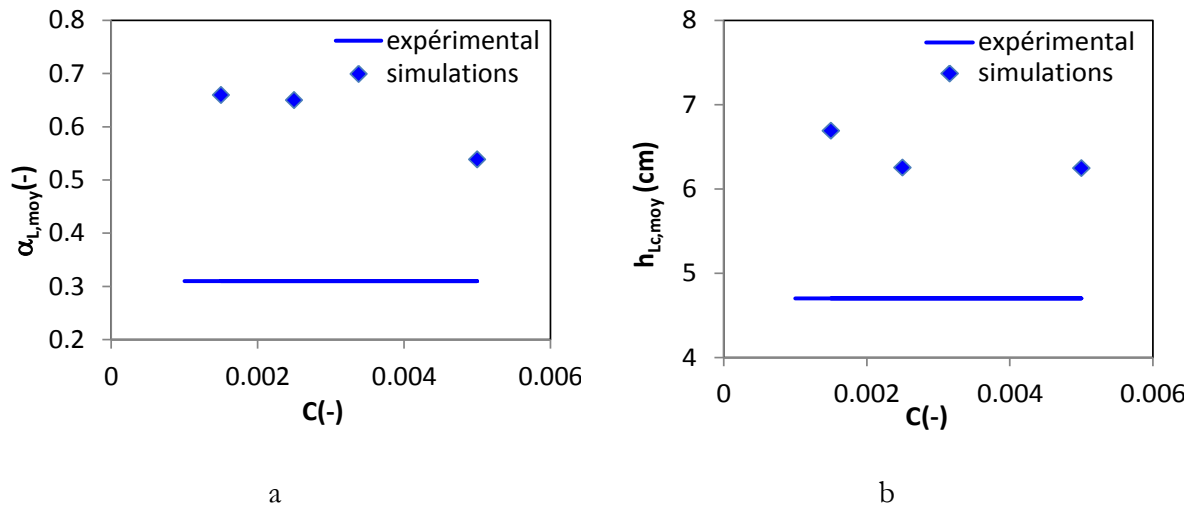
L'expression adoptée pour la force de trainée globale s'exprime sous la forme suivante :

$$\overrightarrow{M_D} = C \frac{\alpha_G}{h_{\max}} \rho_L \left| \overrightarrow{U_G} - \overrightarrow{U_L} \right| \left( \overrightarrow{U_G} - \overrightarrow{U_L} \right) \quad (7-32)$$

En adoptant la hauteur de liquide clair moyenne et la rétention liquide moyenne sur le plateau comme paramètres d'optimisation, pour chaque condition opératoire, le coefficient de trainée est varié afin d'approcher la solution expérimentale. L'ensemble des valeurs optimales obtenu pour différentes conditions opératoires permettrait ainsi une étude du sens de variation de ce paramètre en fonction de l'évolution de l'hydrodynamique.

Une telle procédure est fastidieuse. Les essais faits en 2D avec l'approche de Van Baten ayant approché raisonnablement les points expérimentaux, une variation grossière du coefficient de trainée avec cette géométrie simplifiée paraît assez attractive avant de passer à une optimisation plus fine avec la géométrie 3D.

Les résultats de la variation du coefficient de trainée en géométrie 2D pour une condition opératoire test ( $V_{L,in} = 0.55 \text{ m.s}^{-1}$  et  $V_{G,in} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) sont reportés sur la Figure 7-13. Le trait représente la valeur expérimentale.



**Figure 7-13 : Evolution des grandeurs moyennes sur le plateau pour une simulation 2D avec la variation du coefficient de trainée global  $V_{L,in}=0.55\text{m.s}^{-1}$  et  $V_{G,in}=1 \text{ m.s}^{-1}$  a. rétention liquide moyenne b. hauteur de liquide clair moyenne.**

Sur la Figure 7-13 l'évolution de  $\alpha_{L,moy}$  et  $h_{Lc,moy}$  suggère la nécessité d'augmenter le coefficient de trainée au-delà de la valeur de  $5 \cdot 10^{-3}$ . Malheureusement, une pareille augmentation résulte en un taux important d'entraînement du liquide avec le gaz (de l'ordre de 50% du débit liquide d'entrée part par la sortie gaz).

La problématique du passage du liquide sans être entraîné par le gaz, déjà observée avec la géométrie 2D avec les clapets, semble se produire pour les vitesses relativement faibles avec l'approche proposée.

L'hypothèse d'un écoulement plan sur le plateau semble finalement être trop contraignante. Elle pourrait expliquer le fait que le liquide trouve du mal à se déverser facilement par-dessus le barrage de sortie. Le passage à une simulation 3D est présenté dans la suite.

### iii. Conclusion

La simulation en 2D de l'écoulement montre un comportement qualitatif de l'écoulement semblable à ce qui est observé expérimentalement (projection du liquide par-dessus le barrage de sortie par exemple). Par contre la comparaison aux résultats expérimentaux montre que cette approche 2D est loin d'être satisfaisante. Le passage à une géométrie 3D semble nécessaire.

## 7.3 Géométrie 3D

Dans cette partie, des simulations en géométrie 3D seront présentées. Les résultats avec l'approche Van Baten et al (1999) sont d'abord discutés. Ensuite, la méthode proposée pour la modélisation de la force de trainée avec un coefficient fixe est testée en géométrie 3D. Le calcul avec cette méthode n'est pas abouti. Des problèmes de convergence et de bilan de masse ont été rencontrés. Ces problèmes ainsi que les tentatives employées pour les surmonter seront rapidement discutés.

### 7.3.1 Géométrie /maillage/ CB/CI

La géométrie 3D de la Figure 7-14 est proposée pour simuler l'écoulement sur la grande colonne C3. La symétrie de la géométrie a été exploitée en simulant uniquement une moitié du domaine.

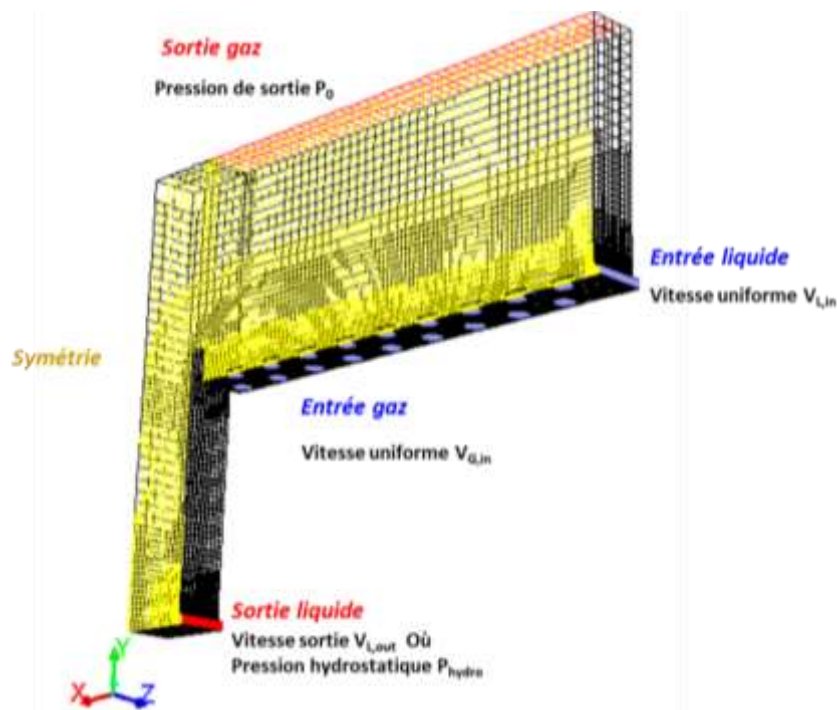


Figure 7-14 : Géométrie, maillage et conditions de bords du domaine 3D avec la considération d'un plan de symétrie

La méthode de maillage Cutcell proposée par le module de maillage de Ansys V.14 et permettant un maillage hexaédrique a été utilisée pour mailler le domaine de l'étude.

Les conditions de bords sont les suivantes :

- Entrée liquide / Entrée gaz: une vitesse d'entrée uniforme  $V_{in,L} / V_{in,G}$
- Sortie gaz : pression atmosphérique  $P_0$
- Sortie liquide : deux conditions ont été utilisées
  - soit une vitesse de sortie liquide  $V_{L,out} = -V_{L,in}$
  - soit une pression hydrostatique  $P_{hydro}$  : la valeur de cette pression hydrostatique a été estimée à partir des résultats expérimentaux

$$P_{hydro} = P_0 + \Delta P_{Plateau} + \Delta P_{émulsion} + \Delta P_{L,sin\ guli\ère}$$

avec  $\Delta P_{L,sin\ guli\ère}$  la perte de charge singulière due à la restriction de la surface de passage du liquide à la sortie, elle est approximée par la pression dynamique du liquide  $\Delta P_{L,sin\ guli\ère} = \rho_L V_{L,in}^2$

- Un plan de symétrie

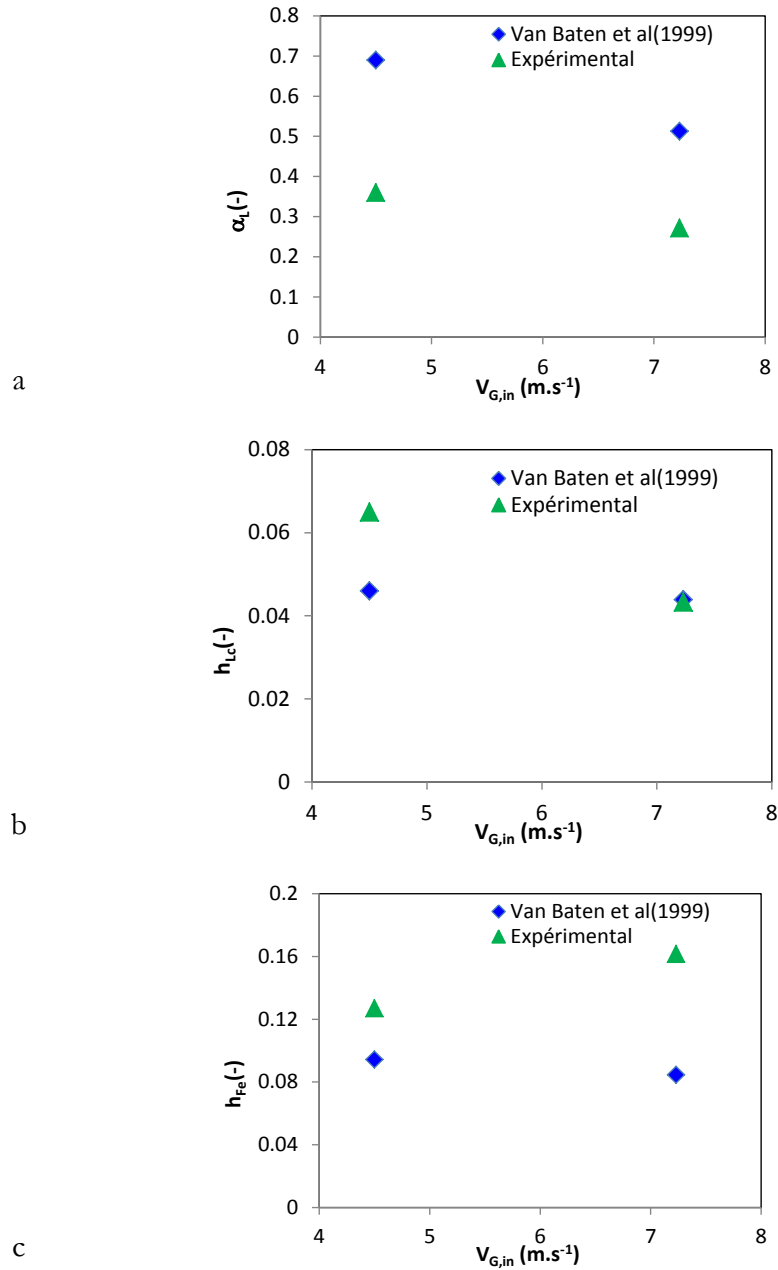
### 7.3.2 Approche de Van Baten

À débit liquide fixe, deux vitesses gaz ont été simulées avec la loi de trainée de Van Baten et al (1999). Les conditions de bord sont celles décrites précédemment dans le paragraphe géométrie (7.3.1). Pour la sortie liquide, une pression hydrostatique a été adoptée. La hauteur de liquide clair moyenne et rétention liquide moyenne ont été suivies.

#### a. Comparaison des paramètres globaux

La Figure 7-15 présente une comparaison entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux de rétention liquide moyenne, de hauteur de liquide clair et de hauteur moyenne de l'émulsion. L'écart entre les points expérimentaux et les simulations pour la rétention liquide (Figure 7-15.a) correspondent à l'écart entre la loi de Bennett et al (1983) et les résultats expérimentaux. Il en résulte un écart sur les résultats de hauteur de liquide clair (Figure 7-15.b) et de l'émulsion (Figure 7-15.c), qui reste, néanmoins, moins important que l'écart observé sur la rétention moyenne.

La considération d'une loi de rétention liquide moyenne plus représentative des résultats expérimentaux dans l'expression de la trainée pourrait, par conséquence, conduire à de meilleurs résultats numériques. L'intérêt d'une telle démarche réside dans la possibilité d'accéder à des grandeurs locales difficilement accessibles expérimentalement. Par contre, il apparait hasardeux d'utiliser cette approche à des fins totalement prédictives.



**Figure 7-15 : Comparaison des résultats moyennés des simulations 3D avec la loi de Van Baten et al (1999) aux résultats expérimentaux. a. Rétention liquide moyenne b. Hauteur de liquide clair c. Hauteur de l'émulsion**

#### i. Observations des structures locales

Des résultats locaux de la rétention de liquide et de champ de vitesse liquide sont présentés pour différentes coupes dans la colonne (Figure 7-16, Figure 7-17 et Figure 7-18). Ces résultats correspondent à une vitesse d'entrée liquide  $V_{L,in}=0.54 m.s^{-1}$  ( $L=8.6 \cdot 10^{-3} m^3/m.s$ ) et une vitesse gaz  $V_{G,in}=7.23 m.s^{-1}$  ( $Fa=1.4 Pa^{0.5}$ ). Ces résultats permettent l'observation du comportement local de l'écoulement ainsi que la visualisation de l'influence des clapets sur la distribution des deux phases dans la colonne.

ii. **Répartition des phases sur les plateaux**

Des zones de forte rétention liquide sur le plateau peuvent être constatées : d'abord la zone d'entrée liquide (en raison de l'inertie d'entrée) puis près des parois de la colonne et finalement des « caps » aux dessus des clapets.

Par ailleurs les coupes à différentes hauteurs du plateau (voir Figure 7-17) montrent que la rétention liquide est importante sur une zone située juste au-dessus des clapets. Le liquide entraîné par la vitesse gaz juste en sortie des clapets retombe sur le plateau en formant cette couche observée. En s'éloignant de cette couche la rétention liquide diminue avec la hauteur et l'effet de l'injection discrétisée du gaz s'estompe laissant place à une émulsion plus homogène.

iii. **Mouvement du liquide sur le plateau**

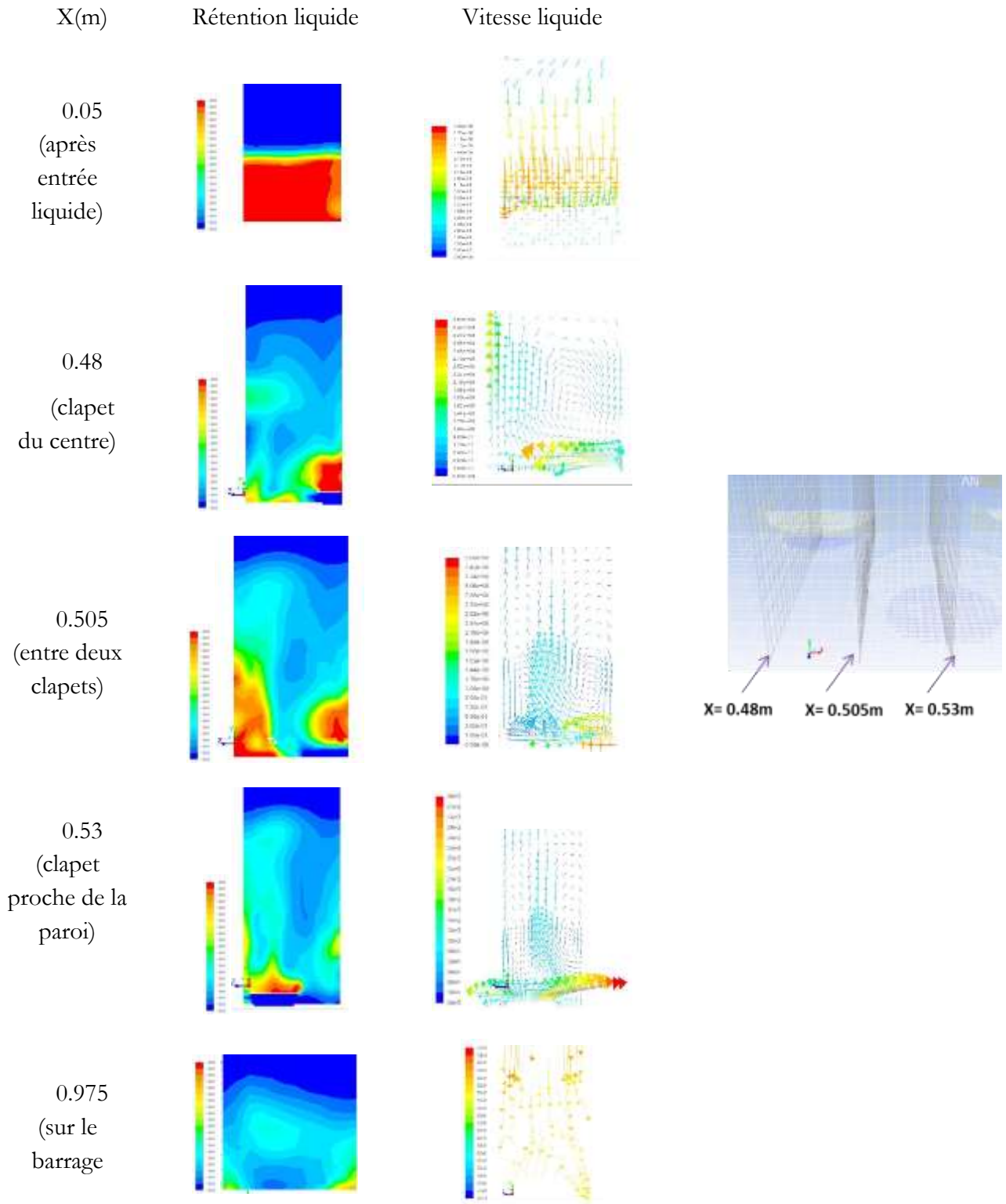
Les vues de dessus (Figure 7-17) montrent des passages permettant au liquide de contourner les clapets et d'avancer vers la sortie.

Différentes boucles de recirculation sont également identifiées perpendiculairement à l'écoulement liquide (plans  $x=\text{constante}$ ) et dans le même sens que celui-ci (plans  $z=\text{constante}$ ).

Les recirculations perpendiculaires sont créées par le mécanisme de l'entraînement du liquide avec le gaz puis sa retombée, par gravité, soit près des parois soit au-dessus des clapets. La taille caractéristique de ces boucles est par conséquent de l'ordre du diamètre des clapets.

Les recirculations qui apparaissent le long de la longueur de passe sont d'une taille plus importante. Pour le cas présenté, quatre boucles sont observées, la plus importante étant située à l'entrée du plateau. Des recirculations semblables ont été notées également par Krishna et al (2003) pour des simulations sur plateaux perforés.

En somme, il apparaît que la phase liquide est loin d'être uniformément répartie sur le plateau. Les observations faites à différentes coupes, révèlent des zones d'accumulation du liquide ainsi que des boucles de recirculations dans les trois directions. De tels résultats sont d'une grande importance pour la caractérisation de l'hydrodynamique mais surtout du mélange et du transfert de matière sur les plateaux. En outre ces observations confirment que l'approche 2D ne peut être capable de capturer de tels effets.



**Figure 7-16 : Rétention liquide et champ de vitesse liquide à différents longueurs x dans la colonne.**

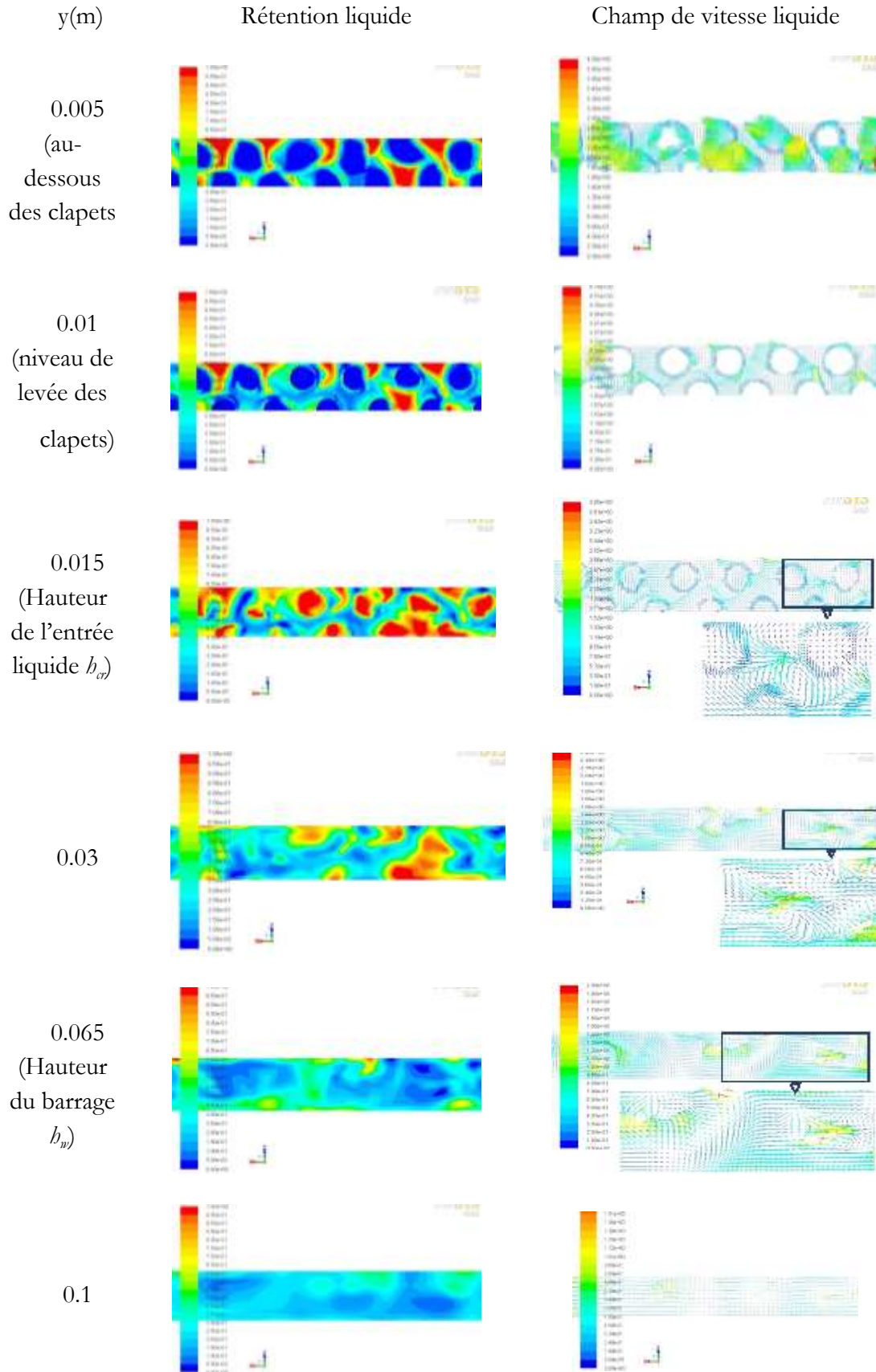


Figure 7-17 : Rétention et champ de vitesse liquide à différentes hauteurs  $y$  de la colonne



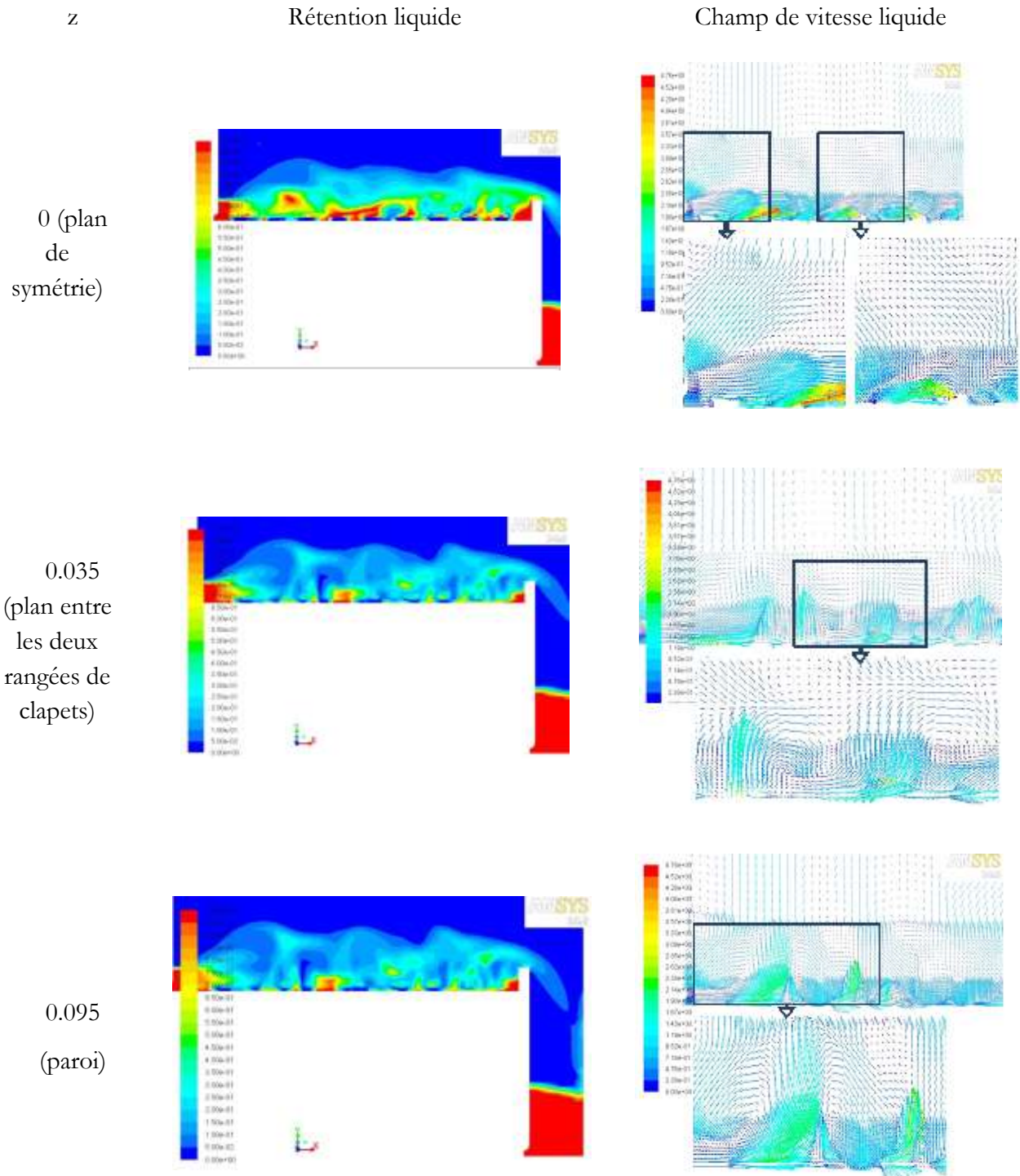


Figure 7-18 : Rétention et champ de vitesse liquide à différentes profondeurs z de la colonne.



### 7.3.3 Approche proposée : tentatives, problèmes rencontrés et perspectives

La géométrie 3D présentée à la Figure 7-14 a été utilisée pour tester l'approche proposée. Les mêmes conditions aux limites imposées aux cas de simulation avec la loi de Krishna et al (1999) ont été adoptées.

Des simulations faites avec différentes valeurs du coefficient de trainée ont montré un important taux d'entraînement du liquide avec le gaz. Face à ce problème une modification dans l'écriture de la loi de trainée a été tentée. L'idée est d'annuler le terme d'interaction pour les fortes rétentions gaz afin que le liquide entraîné au-delà d'une certaine hauteur sur le plateau puisse se désengager du gaz.

Ainsi un seuil de rétention gaz  $\alpha_s$  a été fixé afin d'annuler l'interaction entre les deux phases. Dans le but d'éviter toute discontinuité brusque dans le domaine, la décroissance de la trainée en fonction de la rétention gaz a été gérée en posant une exponentielle décroissante devant l'expression du coefficient de trainée. L'expression de l'interaction est désormais écrite comme suit :

$$\overrightarrow{M_D} = K' C \frac{\alpha_G}{h_{\max}} \rho_L \left| \overrightarrow{U_G} - \overrightarrow{U_L} \right| \left( \overrightarrow{U_G} - \overrightarrow{U_L} \right) \quad (7-33)$$

avec pour  $\alpha_G < \alpha_s$

$$K' = 1 \quad (7-34)$$

si pour  $\alpha_G > \alpha_s$

$$K' = e^{\beta \frac{\alpha_s - \alpha_G}{1 + \varepsilon - \alpha_G}} \quad (7-35)$$

où  $\beta$  est un coefficient de décroissance et  $\varepsilon$  une constante très petite ( $10^{-6}$ ) afin d'éviter une division par zéro. Un exemple de l'évolution de  $K'$  avec la rétention gaz est présenté sur la Figure 7-19.

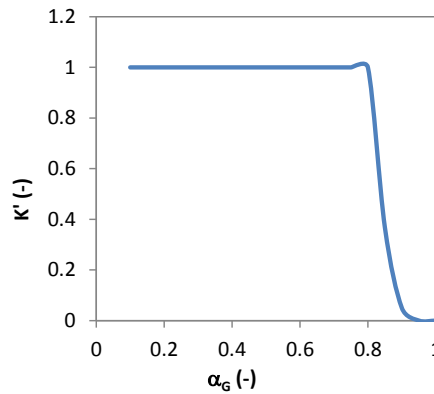


Figure 7-19 : Coefficient d'ajustement de la force de trainée avec  $\alpha_s=0.8$  et  $\beta=3$

Avec cette modification, le problème de l'entraînement du liquide a été résolu.

Par contre des problèmes de divergence n'ont pas pu être résolus. Les différentes pistes suivantes ont été explorées en vain :

- partir d'une solution convergée avec l'approche Van Baten et al (1999) pour la condition initiale
- changer la condition de bord en sortie liquide en imposant un débit de sortie ( $V_{L,out} = -V_{L,in}$ )
- diminuer fortement le pas de temps
- améliorer le maillage en adoptant un maillage de meilleure qualité (rapport d'inclinaison (skewness) n'excédant pas 0.6)

## 7.4 Conclusion

En conclusion, l'approche de simulation des écoulements diphasiques sur les plateaux à clapets avec le modèle Euler-Euler montre un potentiel intéressant. Le bon choix de l'interaction entre les deux phases, très difficile à caractériser expérimentalement, représente un défi de taille pour une simulation numérique totalement prédictive.

Les simulations en 2D ont montré que cette approche n'est pas suffisante pour la simulation de l'écoulement sur les plateaux. Pour correspondre aux résultats expérimentaux, l'approche adoptée suggère une diminution du coefficient de trainée. Une telle diminution cause un entraînement liquide excessif sur le plateau. Par conséquent le passage à une simulation 3D, dans le but d'offrir au liquide un degré de liberté supplémentaire, paraît indispensable.

En 3D, l'approche proposée par Van Baten et al (1999) a permis de simuler l'écoulement sur le plateau de la plus grande colonne C3. Des écarts non négligeables avec les résultats expérimentaux ont été observés sur les grandeurs moyennes. Ils sont dus essentiellement à l'emploi de la corrélation empirique de Bennett et al (1983) pour la rétention liquide moyenne. L'utilisation de la rétention développée dans cette étude devrait permettre de retrouver des valeurs proches des valeurs expérimentales.

Les résultats locaux, révèlent des observations intéressantes sur la répartition des deux phases sur le plateau, la forte influence des clapets sur l'écoulement ainsi que la formation de différentes boucles de recirculations de liquide. Ce dernier résultat est particulièrement intéressant pour l'étude du mélange sur les plateaux. Des boucles de recirculation du liquide le long de la longueur de passe sont mises en évidence. Des résultats expérimentaux de qualité de mélange ont été réalisés en parallèle à ce travail par Matthieu Ozagac, dans le cadre de ses travaux de master recherche (rapport interne IFPen), montrent a priori que la grande colonne est équivalente à plusieurs réacteurs parfaitement agités (entre 3 et 7 selon la vitesse gaz) alors que la petite colonne, elle, présente un comportement plus dispersif. La simulation numérique pourrait être utilisée afin de mettre en évidence une éventuelle relation entre le nombre de réacteurs parfaitement agités sur le plateau et la longueur de passe. La simulation pourrait ainsi fournir des éléments pour une compréhension plus fine du comportement local sur le plateau.

L'approche de Van Baten et al (1999) largement adoptée dans la littérature des simulations de plateaux perforés et à clapets, peut être implémentée avec une rétention moyenne adaptée dans le but d'accéder au comportement local.

Une approche consistant plutôt à déduire le coefficient de trainée par une approche d'optimisation des résultats numériques par rapport aux résultats expérimentaux est proposée. Cette approche est plus difficile et plus longue à mettre en œuvre. L'aboutissement de cette démarche permettrait d'étudier l'évolution du terme d'interaction selon les conditions hydrodynamiques. Une analyse physique de l'interaction pourrait être fournie en vue de développer une loi d'interaction prédictive.



# Conclusions et perspectives

Les ressources en gaz naturel, de plus en plus acides, relèvent la nécessité d'optimiser les procédés de traitement pour les gaz acides. Les procédés de traitement avec des amines, largement utilisés, mettent en œuvre des colonnes d'absorption gaz liquide à contre-courant. Le transfert de matière étant limitant par rapport à la thermodynamique, le dimensionnement des contacteurs gaz liquide employés repose sur la bonne maîtrise des paramètres de transfert de matière et de l'hydrodynamique. Les études menées à des échelles pilotes sont souvent empiriques et leur application restreinte à des domaines peu larges ce qui se traduit par des écarts importants entre les travaux lors de l'extrapolation à l'échelle industrielle. Dans une optique d'optimisation des colonnes, il paraît donc nécessaire de fournir des lois d'échelle plus fiables notamment en essayant de se baser sur une connaissance plus fine de la physique mais également en focalisant les études sur des paramètres influents peu étudiés.

Dans cette étude, une méthodologie est proposée afin de répondre à ce besoin d'un meilleur contrôle de l'extrapolation depuis les études pilotes. Une approche basée sur la complémentarité entre outils expérimentaux et outils de simulations CFD est proposée visant l'accès à une description plus détaillée et à une compréhension plus approfondie des phénomènes contrôlant l'hydrodynamique et le transfert à l'échelle des contacteurs. Dans le cadre de cette thèse, cette méthodologie est appliquée au cas particulier des plateaux à clapets, contacteurs largement utilisés pour le procédé de traitement de gaz acides.

Il est proposé, ici, de commencer par une compréhension de l'effet d'échelle à travers une étude expérimentale sur deux colonnes de tailles différentes. L'analyse phénoménologique des écoulements est privilégiée avec l'objectif de proposer des corrélations ayant des fondements physiques pour minimiser les risques à l'extrapolation. Les outils de simulation numérique pourront être exploités de façon à appuyer, d'une part, l'analyse locale du comportement sur les plateaux et, d'autre part, comme outil prédictif à l'échelle industrielle. Ce dernier point nécessite d'abord l'implémentation de lois de fermetures fiables aussi bien représentatives des écoulements à l'échelle pilote qu'à des échelles industrielles.

Une revue bibliographique a permis de mettre en évidence la divergence entre les différents travaux expérimentaux de la littérature et la complexité de l'écoulement sur les plateaux (régime hydrodynamiques variées et grandeurs locales ou globales en dépendant fortement). Des efforts de modélisation phénoménologique existent avec essentiellement deux descriptions : modèles de l'écoulement homogène par-dessus un barrage et du modèle de trajectoire, ces deux descriptions correspondant respectivement aux régimes limites de fonctionnement d'un plateau : écoulement à phase liquide continue et écoulement à phase continue gaz. Ces modèles mettent en exergue deux paramètres prépondérants : le nombre de Froude opposant l'inertie gaz au poids du liquide sur le plateau et le paramètre de l'écoulement opposant les inerties des deux phases. Une

identification des phénomènes prédominants, en découle, permettant de situer les différents régimes hydrodynamiques mais reste insuffisante pour offrir une description assez précise de l'évolution des paramètres contrôlant l'hydrodynamique et le transfert.

L'étude expérimentale s'est conduite sur deux colonnes rectangulaires, relativement peu profondes, pour s'affranchir des problèmes de zone de recirculation, et transparentes. Ces deux colonnes présentent des caractéristiques géométriques identiques mais deux longueurs de passe différentes. Les longueurs de passes des deux maquettes ainsi que les vitesses liquide et gaz investies se situent dans la gamme de variation des paramètres industriels dans l'objectif de minimiser les risques d'extrapolation. Les mesures proposées dans cette étude sont des grandeurs locales et globales hydrodynamiques et d'aire interfaciale d'échange : hauteur de liquide clair, de rétention moyenne et de pertes de charge ainsi que des mesures innovantes de profils de l'émulsion liquide gaz.

Les différents résultats sur la plus grande colonne ont été détaillés en s'attachant à l'analyse de l'évolution des paramètres et au recoupement des informations provenant de chaque mesure dans le but de fournir une compréhension phénoménologique de l'écoulement et également de pouvoir proposer un diagramme opérationnel de la colonne. Des comparaisons avec la littérature ont permis de valider les mesures obtenues sur la colonne rectangulaire par rapport aux colonnes circulaires et rectangulaires plus larges présentes dans la littérature.

Les mesures de perte de charge à clapets ont montré une évolution classique. Une dépendance du point d'ouverture des clapets à la vitesse liquide sur le plateau est mise en évidence prouvant ainsi un effet dynamique du liquide sur l'écoulement. Les mesures de hauteur de liquide clair font apparaître l'importance du phénomène de pleurage pour les faibles vitesses gaz. Les résultats de profils de l'émulsion mettent en évidence la présence de mal-distributions des phases sur les plateaux et permet de caractériser le fonctionnement oscillatoire lié aux domaines de pleurage. Les mesures de rétention liquide moyennes montrent un comportement de ce paramètre faiblement dépendant de la charge liquide. Par ailleurs, les mesures locales de rétention prouvent l'existence à l'échelle locale d'une disparité de distribution des phases liée à la présence des clapets mais également une dépendance à la charge liquide qui est fonction de l'emplacement des sondes sur le plateau. L'aire interfaciale d'échange montre une évolution cohérente avec le reste des paramètres. De plus, cette dernière mesure permet de détecter la limite de l'engorgement située à fortes vitesses gaz, n'ayant pas été détectée sur les autres paramètres hydrodynamiques. Ainsi en regroupant l'ensemble des transitions détectées pour toutes les mesures, un diagramme opérationnel est dressé.

Une comparaison détaillée entre les deux colonnes est proposée. Cette comparaison a permis, en premier lieu, d'identifier les vitesses liquide et gaz les plus pertinentes à considérer en vue de l'extrapolation. Ainsi le facteur cinétique gaz ramené à l'aire active et la charge liquide ont été retenus pour faire la comparaison entre les deux colonnes.

La comparaison des différentes mesures a révélé un comportement global similaire entre les deux colonnes avec la possibilité de proposer des corrélations adimensionnées spécifiques au régime hydrodynamique et basées sur les descriptions phénoménologiques disponibles dans la littérature. Ainsi une extrapolation entre les deux colonnes est envisageable.

En revanche dans l'objectif d'une optimisation du design, les résultats montrent qu'une considération plus appropriée de l'effet de la longueur de passe est requise. Ainsi sur certains paramètres, l'effet de cette longueur s'est montré notable. Notamment sur les résultats de profils de l'émulsion une évolution différente est relevée avec un fort impact des conditions géométriques en entrée et en sortie du plateau sur la petite colonne. La longueur de passe plus large sur la plus grande colonne permet d'avoir un écoulement établi, indépendant des effets d'entrée et de sortie du plateau contrairement à l'écoulement sur la petite colonne. Face à ces différences notées, des corrélations spécifiques pour chaque colonne sont présentées. L'intérêt de ces corrélations réside dans la quantification des dépendances des différents paramètres aux vitesses gaz et liquide. Par contre, il n'a pas été possible de proposer des corrélations homogènes - descriptions phénoménologiques - décrivant convenablement les dépendances observées expérimentalement. Cette difficulté pointe le manque de détails et de complexité dans les descriptions phénoménologiques disponibles, ce qui empêche de proposer des corrélations adimensionnées propres et représentatives. En particulier une extrapolation claire en longueur de passe n'a pas pu être mise en évidence.

Une revue bibliographique a permis de faire l'état des lieux des simulations numériques des plateaux existantes ainsi que des lois de fermeture retenues pour modéliser l'interaction entre les deux phases. L'approche Euler-Euler est la plus souvent adoptée pour les simulations des écoulements sur plateaux perforés ou à clapets. L'approche proposée par Krishna et al (1999), initialement pour le cas des colonnes à bulle, largement reprise par les différents travaux, consiste à modéliser la force de trainée en considérant une loi empirique de rétention liquide moyenne sur les plateaux. Les résultats obtenus avec cette approche montrent son utilité pour accéder à des descriptions locales des écoulements. Par contre une connaissance préalable de la rétention empirique étant requise, l'élargissement de l'utilisation de cette approche à des unités plus larges se trouve compromise.

Une évaluation des forces d'interaction entre les deux phases est présentée. Les différentes forces, de trainée, de masse ajoutée et de portance ont été grossièrement évaluées montrant des ordres de grandeur similaires. Le choix d'une modélisation générique du terme d'interaction sous la forme d'une loi de trainée est retenu.

Par ailleurs, l'évaluation expérimentale d'un coefficient de trainée global ne montre pas d'effet notable de la rétention sur l'évolution de l'interaction. Pour la suite, une valeur constante du coefficient de trainée sera recherchée dans la simulation pour retrouver les mesures expérimentales. Une étude de l'évolution de ce coefficient avec les conditions hydrodynamiques représente un moyen d'intégrer une description physique dans le terme d'interaction.

Des simulations en géométrie 2D, avec la considération pour la trainée de la loi de Krishna et al (1999) puis celle de Schiller-Naumann, prouvent la nécessité de modéliser l'écoulement en 3D afin d'offrir au liquide un degré de liberté supplémentaire lui permettant de contourner les injecteurs gaz (clapets).

Ainsi des simulations en 3D ont été réalisées avec la loi de Krishna et al (1999). Les résultats numériques montrent un écart avec les résultats expérimentaux dus à la considération d'une loi empirique, proposée par Bennett et al (1983), ne correspondant pas aux valeurs mesurées dans ce travail. Par conséquent, il semble que l'approche de Krishna et al (1999) peut être considérée à condition de prendre en compte une loi de rétention liquide plus représentative des résultats expérimentaux (celle proposée dans ce travail par exemple). Cette approche permet cependant de fournir des éléments de description locale des écoulements : qualité du mélange, distribution locale des phases ...

Plusieurs axes de poursuites de travail peuvent être proposés.

Dans un premier temps la fiabilité des corrélations proposées doit être validée sur un cas industriel. Par ailleurs, l'effet de plusieurs paramètres tels que les propriétés physico-chimiques ou la température et la pression doit être étudié et intégré dans des lois d'échelle. Une démarche semblable à celle employée ici pour l'étude des paramètres hydrodynamiques doit être entreprise également pour l'étude de l'évolution des paramètres de transferts (coefficient de transfert côté gaz et côté liquide) et de qualité de mélange avec la variation d'échelle. L'étude de l'évolution du coefficient de dispersion axial avec la longueur de passe est également un point d'intérêt.

Pour l'approche numérique, la valorisation de l'emploi des outils de simulations en tant que moyen pour la compréhension des phénomènes locaux devrait être exploitée, notamment dans le but d'appuyer le développement de modèles phénoménologiques plus représentatifs de la réalité. Le développement d'un outil à caractère plus prédictif devrait prendre en considération en premier lieu l'amélioration de la loi d'interaction entre les phases. L'approche introduite dans le cadre de ce travail pourrait offrir un premier pas vers une compréhension de l'évolution de l'interaction avec l'hydrodynamique sans faire appel à des corrélations empiriques.



# Bibliographie

- Adoua, R. (2007). *Hydrodynamique d'une bulle déformée dans un écoulement cisailé*. (PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, France).
- Adoua, R., Legendre, D., & Magnaudet, J. (2009). Reversal of the lift force on an oblate bubble in a weakly viscous linear shear flow. *J. Fluid Mech.*, 628, 23–41
- Agence Internationale de l'Energie (2011). Are we entering a golden age of gas?
- Agence Internationale de l'Energie (2012). *World Energy Outlook*, 2012. OECD/IEA.
- Alizadehdakhel A., Rahimi, M., Abdulaziz Alsairafi, A. (2010). CFD and experimental studies on the effect of valve weight on performance of a valve tray column. *Computers & Chemical Engineering*, 34 (1), 1–8.
- Appert, O. (2012). Perspectives des marchés du gaz. In *Conférence de presse CEDIGAZ*.
- Auton, T.R. (1987). The lift force on a spherical body in a rotational flow. *J. Fluid Mech.*, 183, 199–218.
- Azbel, D. S. (1963). The Hydrodynamics of Bubbler Processes. *Int. Chem. Eng.*, 3, 319-323.
- Badssi, A., Bugarel, R., Blanc, C., Peytavy, J. L., & Laurent, A. (1988). Influence of pressure on the gas-liquid interfacial area and the gas-side mass transfer coefficient of a laboratory column equipped with cross-flow sieve trays. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 23(2), 89-97.
- Barber, A. D., & Wijn, E. F. (1979). Foaming in crude distillation units. In *Institute of Chemical Engineers Symposium Series* (Vol. 56, No. 3.1, pp. 15-3).
- Barker, P.E. & Self, M.F. (1962). The evaluation of liquid mixing effects on a sieve plate using unsteady and steady state tracer techniques. *Chemical Engineering Science*, 17(7), 541–554.
- Basset, A. B. (1888). On the motion of a sphere in a viscous liquid. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A*, 179, 43-63.
- Bataille, J. & Lance, M. (1993). Two-fluid modeling versus mechanistic approach and lift effects in bubbly sheared flows. *International Journal of Thermophysics*, 14 (4), 661-669.
- Békássy-Molnár, E. & Mustafa, H. (1991). Clear liquid height on sieve plates in the froth, mixed and spray regimes. *Trans IChemE*, 69, 14–20.
- Bennett, D L, Agrawal, R. & Cook, P.J. (1983). New pressure drop correlation for sieve tray distillation columns. *AIChE Journal*, 29(3), 434–442.
- Bennett, D. L. & Grimm, H.J. (1991). Eddy diffusivity for distillation sieve trays. *AIChE Journal*, 37(4), 589–596.
- Bennett, D. L., Kao, A.S. & Wong, L.W. (1995). A mechanistic analysis of sieve tray froth height and entrainment. *AIChE Journal*, 41(9), 2067–2082.
- Bergel, M., & Tierno, I. (2009). Sweetening technologies - A look at the whole picture. In *24th*

*World Gas Conference, Argentina.*

- Biesheuvel, A., Spoelstra, S. (1989). The added mass coefficient of a dispersion of spherical gas bubbles in liquid. *International Journal of Multiphase Flow*, 15 (6), 911–924.
- Bonometti, T. (2005). *Développement d'une méthode de simulation d'écoulements à bulles et à gouttes*. (PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, France).
- Bonometti, T., Magnaudet, J. (2007). An interface-capturing method for incompressible two-phase flows. Validation and application to bubble dynamics. *International Journal of Multiphase Flow*, 33 (2), 109–133.
- Boussinesq, J. (1885). *Application des potentiels à l'étude de l'équilibre et du mouvement des solides élastiques: principalement au calcul des déformations et des pressions que produisent, dans ces solides, des efforts quelconques exercés sur une petite partie de leur surface ou de leur intérieur; mémoire suivi de notes étendues sur divers points de physique mathématique et d'analyse*. Paris: Gauthier-Villars.
- Brambilla, A. (1976). The effect of vapour mixing on efficiency of large diameter distillation plates. *Chemical Engineering Science*, 31(7), 517–523.
- Bridge, A., Lapidus, L., Elgin, J. (1964). The mechanics of vertical gas–liquid fluidized system I: countercurrent flow. *AIChE Journal*, 10 (6), 819–826.
- Carrica, P. M., Bonetto, F. J., Drew, D. A., & Lahey, R. T. (1998). The interaction of background ocean air bubbles with a surface ship. *International journal for numerical methods in fluids*, 28(4), 571–600.
- Carrica, P. M., Drew, D., Bonetto, F., & Lahey Jr, R. T. (1999). A polydisperse model for bubbly two-phase flow around a surface ship. *International journal of multiphase flow*, 25(2), 257–305.
- Chen, G.X. & Fan, Z. (1995). *Models for liquid head, pressure drop and weeping*, FRI Report.
- Chommeloux, B., Hoang-dinh, V., & Raynal, L. (2010). *Brevet international No. WO 2010/112709 A1*. Rueil-Malmaison, France: Organisation Mondiale de la Propriété Intellectuelle.
- Cicile, J. C., & Copigneaux, P. *Distillation. Absorption*. Ed. Techniques Ingénieur.
- Clift, R., Grace, J. & Weber, M. (1978). *Bubbles, Drops and Particles*. New York: Academic Press.
- Colombet, D. (2012). *Modélisation de réacteurs Gaz-Liquide de type colonne à bulles en conditions industrielles*. (Thèse de Doctorat (Spécialité : Génie des Procédés et de l'Environnement), INSA de Toulouse, Toulouse).
- Colwell, C.J. (1981). Clear height and froth density on sieve trays. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, 20(2), 298–307.
- Colwell, C.L. (1979). Clear liquid height and froth density on sieve trays. *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 20, 298–299.
- Couper, J. R., Penney, W. R., & Fair, J. R. (2010). Distillation And Gas Absorption. In *Chemical Process Equipment*. Boston: Gulf Professional Publishing, 395–480.
- Couper, J. R., Penney, W. R., & Fair, J. R. (2010). Distillation And Gas Absorption. In *Chemical Process Equipment*. Boston: Gulf Professional Publishing, 395–480.

- Dankwerts, P. V. (1970). *Gas-liquid reactions*. New York, USA: McGraw-Hill.
- De Goederen, C. W. J. (1965). Distillation tray efficiency and interfacial area. *Chemical Engineering Science*, 20(12), 1115-1124.
- Dhulesia, H. (1983). Operating flow regimes on the valve tray. *Chemical engineering research and design*, 61(5), 329-332.
- Dhulesia, H. (1984). Clear liquid height on sieve and valve trays. *Chemical engineering research & design*, 62(5), 321-326.
- Dijkhuizen, W., Roghair, I., Van Sint Annaland, M. & Kuipers, J.A.M. (2010a). DNS of gas bubbles behaviour using an improved 3d front tracking model-drag force on isolated bubbles and comparison with experiments. *Chemical Engineering Science*, 65 (4), 1415–1426.
- Dijkhuizen, W., Roghair, I., Van Sint Annaland, M. & Kuipers, J.A.M. (2010b). DNS of gas bubbles behaviour using an improved 3d front tracking model–model development. *Chemical Engineering Science*, 65 (4), 1427–1437.
- Dijkhuizen, W., Van Den Hengel, E.I.V., Deen, N.G., Van Sint Annaland, M. & Kuipers, J.A.M. (2005), “Numerical Investigation of Closures for Interface Forces Acting on Single Air- Bubbles in Water using Volume of Fluid and Front Tracking Models. *Chem. Eng. Sci.*, 60, 6169-6175.
- Dijkhuizen, W., Van Sint Annaland, M., & Kuipers, J.A.M. (2010). Numerical and experimental investigation of the lift force on single bubbles. *Chemical Engineering Science*, 65 (3), 1274–1287.
- Drew, Donald A. (2011). A turbulent dispersion model for particles or bubbles. *Journal of Engineering Mathematics*, 41 (2-3), 259-274.
- DOW (1998). *Gas Sweetening*, Technical Report.
- Echeverri, L.F., Acharya, S. & Rein, P.W., 2010. Momentum interaction in buoyancy-driven gas–liquid vertical channel flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010) 2284–2293.
- Eduljee, H. E. (1958). Design of sieve type distillation plates. *Brit. Chem. Eng*, 3(1), 14-17.
- El Azrak, A. (1988). *Etude des plateaux à clapets caractérisation du transfert de matière et de l'hydrodynamique*. (PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, France).
- Fair JR (1963) In: Smith BD (ed.) *Design of Equilibrium Stage Processes*. New York: McGraw-Hill.
- Fair, J.R. & Kister, Henry Z. (2003). Absorption (Chemical Engineering). In E.-C. R. A. Meyers, ed. *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*. New York: Academic Press.
- Fang, Y. & He, L. (2005). Droplet size distribution on large-holed compound sieve tray in the spray region. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 13(2), pp.173–177.
- Fasesan, S., (1987). Hydraulic Characteristics of Sieve and Valve Trays. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, 33(1), pp.2114–2121.
- Fischer, C. H., & Quarini, G. L. (1998, November). Three-dimensional heterogeneous modeling of distillation tray hydraulics. In *AIChE annual meeting* (pp. 15-20).

- Font, P. & Raynal, L. (2009). *Caractérisation de l'hydrodynamique et du transfert de matière gaz/liquide de plateaux à clapets standard*. Rapport interne IFPEN.
- Garnier, C., Lance, M. & Marié, J.L. (2002). Measurement of local flow characteristics in buoyancy-driven bubbly flow at high void fraction. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (6–7), 811–815.
- Gesit, G., Nandakumar, K., & Chuang, K. T. (2003). CFD modeling of flow patterns and hydraulics of commercial-scale sieve trays. *AIChE Journal*, 49(4), 910-924.
- Hadamard, J.S. (1911). Mouvement permanent lent d'une sphère liquide et visqueuse dans un liquide visqueux. *Compte Rend. Acad. Sci. (Paris)* 152, 1735–1738.
- Hirschberg, S., Wijn, E. F. & Wehrli, M. (2005). Simulating the two phase flow on column trays. *Chemical Engineering Research and Design*, 83(A12), 1410–1424.
- Hofhuis, P.A. (1980). *Flow regimes on sieve trays for gas/liquid contacting*. (PhD Thesis, Technische Hogeschool Delft, Delft, Netherlands).
- Hunt, C. D. A., Hanson, D. N., & Wilke, C. R. (1955). Capacity factors in the performance of perforated-plate columns. *AIChE Journal*, 1(4), 441-451.
- Ishii, M. & Hibiki, T. (2007). *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow*. New York: Springer.
- Ishii, M. & Mishima, K. (1984). Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. *Nucl. Eng. Design*, 82, 107-126.
- Ishii, M. & Zuber, N. (1979). Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. *AIChE J.*, 25 (5), 843-855.
- Jaćimović, B.M. & Genić, S.B. (2008). Tray-to-tray method for estimation of the number of trays in gas–liquid columns in case of intensive entrainment. *Chemical Engineering Research and Design*, 86(5), 427–434.
- Jacimovic, B.M. (2000). Entrainment effect on tray efficiency. *Chem. Eng. Science*, 55, 3941–3949.
- Jeronimo, M. A. & Sawistowski, H. (1973). Plate Inversion Correlation for Sieve Trays. *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, 51 (3), 265-266.
- Jiang, S., Gao, H., Sun, J., Wang, Y., Zhang, L. (2012). Modeling fixed triangular valve tray hydraulics using computational fluid dynamics. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 52, 74–84.
- Kawagoe, K., Inoue, T., Nakao, K., & Otake, T. (1976). Flow-pattern and gas holdup conditions in gas-sparged contactors. *Int J Chem Eng*, 16, 176-83.
- Kazimi, M. S., No, H. C. (1986). On the formulation of the virtual mass term in two fluid models. *Nuclear Engineering and Design*, 95, 163-170.
- Kendoush, A. A. (2001). Hydrodynamic model for bubbles in a swarm. *Chemical Engineering Science*, 56, 235-238.
- Kim, S.K. (1966). Theoretical study of vapour-liquid hold up on a perforated plate. *Int. Chem. Engng*, 6(4), p.634.

- Kister, H. Z. & Haas, J.R. (1988). Entrainment from Sieve Trays in the Froth Regime. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 27, 2331–2341.
- Kister, H. Z.(2003). What caused tower malfunctions in the last 50 years ? *Chemical Engineering Research and Design*, 81(1), 5–26.
- Kolev, N. I. (2007). *Multiphase Flow Dynamics 2: Mechanical Interactions* (Vol. 2). Springer.
- Kozioł, A. & Maćkowiak, J. (1990). Liquid entrainment in tray columns with downcomers. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 27(3), 145-153.
- Lahey Jr., R.T., Lopez de Bertodano, M., Jones Jr., O.C. (1993). Phase distribution in complex geometry conduits. *Nuclear Engineering and Design*, 141 (1–2), 177–201.
- Legendre, D., & Magnaudet, J. (1997). A note on the lift force on a spherical bubble or drop in a low Reynolds number shear flow. *Physics of Fluids*, 9, 3572.
- Legendre, D., & Magnaudet, J. (1998). The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 368, 81-126.
- Li, X. G., Liu, D. X., Xu, S. M., & Li, H. (2009). CFD simulation of hydrodynamics of valve tray. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 48 (1), 145–151.
- Liang, Y., Zhou, Z., Shao, M., Geng, J., Wu, Y., Zhang, Z. (2008). The Impact of Valve Tray Geometry on the Interfacial Area of Mass Transfer. *AIChE Journal* , 54(6), 1470–1477.
- Liu, C.J., Yuan, X.G., Yu, K.T. & Zhu, X.J. (2000). A fluid–dynamic model for flow pattern on a distillation tray. *Chemical Engineering Science*, 55 (12), 2287–2294.
- Lockett, M. J. (1981). The froth to spray transition on sieve trays. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 59, 26–34.
- Lockett, M. J. (1986). *Distillation Tray Fundamentals*. London: Cambridge University Press.
- Lopez de Bertodano, M. (1992). *Turbulent Bubbly Two-Phase Flow in a Triangular Duct*. (Ph.D. Thesis (Nuclear Engineering), Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA).
- Lopez de Bertodano, M. A. (1998). Two fluid model for two-phase turbulent jets. *Nuclear Engineering and Design*, 179 (1), 65–74.
- Mahiout, S. & Vogelpohl, A. (1985). Absorption of Oxygen by Aqueous Glycerol Solutions and Squalahe. *Chem Eng Pross*, 19, 221–226.
- Maxworthy, T., Gnann, C., Kürten, M., & Durst, F. (1996). Experiments on the Rise of Air Bubbles in clean viscous Liquids. *J. Fluid Mech.*, 321, 421–441.
- Mayfield, F. D., Church, W. L., Green, A. C., Lee, D. C., & Rasmussen, R. W. (1952). Perforated-Plate Distillation Columns. *Industrial & Engineering Chemistry*, 44(9), 2238-2249.
- Mc Allister, R.A., McGinnis, J.P.H. & Plank, C.A. (1958). Perforated -plate performance. *Chemical Engineering Science*, 9(1), 25-35.
- McLaughlin, John B., (1991). Inertial migration of a small sphere in linear shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 224, 261-274.
- Mehta, B., Chuang, K.T. & Nandakumar, K. (1998). Model for liquidphase flow on sieve trays.

- Chem. Eng. Res. Des.*, 76, 843–848.
- Mei, R., Klausner, J. F., & Lawrence, C. J. (1994). A note on the history force on a spherical bubble at finite Reynolds number. *Physics of fluids*, 6, 418.
- Milne-Thomson, L. M. (1968). Theoretical hydrodynamics (5th ed.) (pp.487-489) London: Macmillan.
- Moraga, F.J., Larreteguy, A.E., Drew, D.A. & Lahey, R.T. (2003). Assessment of turbulent dispersion models for bubbly flows in the low Stokes number limit. *Int. J. of Multiphase Flow*, 29, 655-673.
- Mustafa, H. & Békássy-Molnár, E. (1997). Hydrodynamic Characteristics of Nutter Valve Trays, New Correlations. *Chemical Engineering Research and Design*, 75(6), 620–624.
- Mustafa, H.; Békássy-Molnár, E. (1997). Hydrodynamic Characteristics of Nutter Valve Trays, New Correlations. *Chemical Engineering Research and Design*, 75 (6), 620-624.
- Olujić, Ž., Jödecke, M., Shilkin, A., Schuch, G., & Kaibel, B. (2009). Equipment improvement trends in distillation. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 48(6), 1089-1104.
- Park, W. C., Klausner, J. F., & Mei, R. (1995). Unsteady forces on spherical bubbles. *Experiments in fluids*, 19(3), 167-172.
- Payne, G. J., & Prince, R. G. H. (1977). The relationship between the froth and spray regimes, and the orifice processes occurring on perforated distillation plates. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 55, 266–273.
- Peytavy, J. L., Huor, M. H., Bugarel, R., & Laurent, A. (1990). Interfacial area and gas-side mass transfer coefficient of a gas—liquid absorption column: pilot-scale comparison of various tray types. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 27(3), 155-163.
- Pinczewski, W. V, Yeo, H.K. & Fell, C.J.D. (1973). Transition behaviour at submerged orifices. *Chemical Engineering Science*, 28, 2261–2263.
- Pinczewski, W. V., & Fell, C. J. (1975). Oscillations on sieve trays. *AIChE Journal*, 21(5), 1019-1021.
- Piqueur, H. & Verhoeve, L. (1976). Research on valve trays hydraulic performance in the air-water system. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 54(3), 177–184.
- Pohorecki, R., & Moniuk, W. (1988). Kinetics of reaction between carbon dioxide and hydroxyl ions in aqueous electrolyte solutions. *Chemical Engineering Science*, 43(7), 1677-1684.
- Porter, K. E., Yu, K. T., Chambers, S., & Zhang, M. Q. (1992). Flow patterns and temperature profiles on a 2.44 m diameter sieve tray. *Chemical engineering research & design*, 70(A5), 489-500.
- Raper, J. A., Kearney, M. S., Burgess, J. M., & Fell, C. J. D. (1982). The structure of industrial sieve tray froths. *Chemical Engineering Science*, 37(4), 501-506.
- Raynal, L. (2008). *Brevet Français n° FR 2933311*. Paris, France : Institut national de la propriété industrielle.
- Raynal, L., Gomez, A., Caillat, B., & Haroun, Y. (2013). CO2 Capture Cost Reduction: Use of a Multiscale Simulations Strategy for a Multiscale Issue. *Oil & Gas Science and Technology—Revue*

- Raynal, L., LUCQUIN, A.-C. & FONT, P. (2005). *Note technique IFPen : Étude des paramètres de calage du transfert de masse du logiciel Désulfô*. IFP Energies nouvelles, France.
- Rivero, M., Magnaudet, J., & Fabre, J. (1991). Quelques résultats nouveaux concernant les forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accéléré. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série 2, Mécanique, Physique, Chimie, Sciences de l'univers, Sciences de la Terre*, 312(13), 1499-1506.
- Rodrigue, D. (2004). A general correlation for the rise velocity of single gas bubbles. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 82(2), 382-386.
- Roghair, I., Lau, Y. M., Deen, N. G., Slagter, H. M., Baltussen, M. W., Van Sint Annaland, M., & Kuipers, J. A. M. (2011). On the drag force of bubbles in bubble swarms at intermediate and high Reynolds numbers. *Chemical Engineering Science*, 66(14), 3204-3211.
- Rosen, A.M. & Krylov, V.S. (1974). Theory of scaling up and hydrodynamic modelling of industrial mass transfer equipment. *The Chemical Engineering Journal*, 7(2), 85-97.
- Rusche, H., & Issa, R. I. (2000). The effect of voidage on the drag force on particles, droplets and bubbles in dispersed two-phase flow. In *Proc. 2nd Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting, Tsukuba, Japan*.
- Rybzynski, W. (1911). Über die fortschreitende Bewegung einer flüssigen Kugel in einem zähen Medium. *Bull. Acad. Sci. Cracovie*.
- Sankaranarayanan, K., & Sundaresan, S. (2002). Lift force in bubbly suspensions. *Chemical Engineering Science*, 57(17), 3521-3542.
- Scheffe, R. D. (1984). *Mass transfer characteristics of valve trays*. (PhD thesis, Clarkson University, Potsdam, NY, USA).
- Schiller, L. & Naumann, A. (1933). A drag coefficient correlation. *VDI Zeitschrift*, 77, 318-320.
- Servia, A.S. (2013). *Étude cinétique des phénomènes d'activation pour l'absorption du CO<sub>2</sub> par des mélanges d'amines*. (PhD Thesis, Université de Lorraine, Nancy, France).
- Solari, R. B., & Bell, R. L. (1986). Fluid flow patterns and velocity distribution on commercial-scale sieve trays. *AIChE journal*, 32(4), 640-649.
- Stichlmair, J. (1978). Dimensionierung des Gas/Flüssigkeit-Kontaktapparates Bodenkolonne, Teil 2. *Chemie Ingenieur Technik*, 50(5), 383-387.
- Stokes, G. G. (1851). *On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums* (Vol. 9, p. 8). Pitt Press.
- Syeda, S R, Afacan, A. & Chuang, K T. (2004). Effect of surface tension gradient on froth stabilization and tray efficiency. *Chemical Engineering Research and Design*, 82, 762-769.
- Tan, R. B. H., & Sundar, R. (2001). On the froth-spray transition at multiple orifices. *Chemical engineering science*, 56(21), 6337-6340.
- Thual, O., 2010. *Hydrodynamique de l'environnement*, Ecole polytechnique.

- Tomiyama, A. (1998). Struggle with computational bubble dynamics. *Multiphase Science and Technology*, 10(4), 369-405.
- Tomiyama, A., Tamai, H., Zun, I. & Hosokawa, S. (2002). Transverse migration of single bubbles in simple shear flows. *Chemical Engineering Science*, 57, 1849–1858.
- Uys, E. C., Lamprecht, S. M., Schwarz, C. E., Burger, A. J., Nieuwoudt, I., Erasmus, A. B., & Knoetze, J. H. (2010). Establishing a Facility for the Hydrodynamic Characterisation of Distillation Column Internals. In *Distillation Absorption Conference Proceedings* (pp. 659-664).
- Uys, E. C., Schwarz, C. E., Burger, A. J., & Knoetze, J. H. (2012). New froth behaviour observations and comparison of experimental sieve tray entrainment data with existing correlations. *Chemical Engineering Research and Design*, 90(12), 2072-2085.
- Van Baten, J. M., & Krishna, R. (2003). Scale up studies on partitioned bubble column reactors with the aid of CFD simulations. *Catalysis today*, 79, 219-227.
- Van Baten, J.M. & Krishna, R. (2000). Modelling of sieve tray hydraulics using computational fluid dynamics. *Chem. Eng. Journal*, 77, 143 - 152.
- Van Wijngaarden, L. (1976). Hydrodynamic interaction between gas bubbles in liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 77, 27–44.
- Wallis, G. B. (1969). *One-dimensional two-phase flow* (Vol. 1). New York: McGraw-Hill.
- Wang, L., Cui, J., & Yao, K. (2008). Numerical simulation and analysis of gas flow field in serrated valve column. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 16(4), 541-546.
- Wijn, E. F. (1998). On the lower operating range of sieve and valve trays. *Chemical Engineering Journal*, 70(2), 143–155.
- Wijn, E. F. (1999). Weir flow and liquid height on sieve and valve trays. *Chem Engng J.*, 73, 191–204.
- Wong, P. F. Y., & Kwan, W. K. (1979). A generalised method for predicting the spray-bubbling transition on sieve plates. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 57(3), 205-209.
- Yu, K. T., Yuan, X. G., You, X. Y., & Liu, C. J. (1999). Computational fluid-dynamics and experimental verification of two-phase two-dimensional flow on a sieve column tray. *Chemical Engineering Research and Design*, 77(6), 554-560.
- Zanelli, S., & Del Bianco, R. (1973). Perforated plate weeping. *The Chemical Engineering Journal*, 6(3), 181-194.
- Zarei, A., Hosseini, S. H., & Rahimi, R. (2012). CFD study of weeping rate in the rectangular sieve trays. *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, 44(1), 27-33.
- Zarei, A., Hosseini, S. H., & Rahimi, R. (2013). CFD and Experimental Studies of Liquid Weeping in the Circular Sieve Tray Columns. *Chemical Engineering Research and Design*, 91(12), 2333–2345.
- Zarei, A., Rahimi, R., Zarei, T., & Firoozsalari, H. N. (2010). A study on Sieve tray lower operating limit. In *50th Distillation & Absorption Conference, Eindhoven, Netherland* (pp. 479-484).
- Zuiderweg, F. J. (1982). Sieve trays: a view on the state of the art. *Chemical Engineering*



*Science*, 37(10), 1441-1464.

Zuiderweg, F.J. & Harmens, A. (1958). The influence of surface phenomena on the performance of distillation. *Chemical Engineering Science Génie Chimique*, 9 (2-3), 89–103.



# Annexes

## Contenu

<a href="#"><u>Annexe I : Etat de l'art : Corrélations de la littérature</u></a>	236
<a href="#"><u>Annexe II : Absorption réactive : régimes chimiques</u></a>	256
<a href="#"><u>Absorption physique</u></a>	256
<a href="#"><u>Modèle du double film de Whitman</u></a>	257
<a href="#"><u>Modèles de renouvellement de surface</u></a>	257
<a href="#"><u>Absorption réactive</u></a>	258
<a href="#"><u>Annexe III : Mesure de l'aire interfaciale d'échange : méthode et validation</u></a>	266
<a href="#"><u>Bilan de matière</u></a>	266
<a href="#"><u>Constantes cinétique et thermodynamiques</u></a>	268
<a href="#"><u>Constante cinétique <math>k_2</math></u></a>	268
<a href="#"><u>Constante thermodynamique de Henry <math>H_e</math></u></a>	269
<a href="#"><u>Coefficient de diffusion <math>D_A</math></u></a>	270
<a href="#"><u>Vérification des hypothèses</u></a>	271
<a href="#"><u>Transfert gaz négligeable</u></a>	271
<a href="#"><u>Réaction rapide</u></a>	271
<a href="#"><u>Réaction pseudo-1er ordre</u></a>	272
<a href="#"><u>Problèmes opératoires rencontrés : fluctuation, moussage</u></a>	273
<a href="#"><u>Effet du choix de la cinétique</u></a>	273
<a href="#"><u>Annexes IV : Profils de l'émulsion</u></a>	276
<a href="#"><u>Annexe V : Force de trainée</u></a>	278
<a href="#"><u>Particule isolée</u></a>	279
<a href="#"><u>Particule en écoulement dense</u></a>	285



## Annexe I

## Etat de l'art : Corrélations de la littérature

Dans le chapitre II, un état de l'art des travaux expérimentaux a été proposé. L'ensemble des corrélations discutées est, ici, présenté par paramètre.

Tableau 1 : Transitions entre régimes hydrodynamiques nominaux

Référence	Corrélations	Remarques
Dhulesia (1983)	<p>transition émulsion/mixte <math>\frac{h_L}{d_h} = 2.5U_{G,h}\sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}</math></p> <p>transition mixte/jets <math>\frac{h_{LT}}{d_h} = 1.5U_{G,h}\sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}</math></p>	<p><b>Plateaux à clapets</b></p> <p>Dhulesia utilise la surface latérale des clapets pour le calcul de la vitesse du gaz au trou. Le diamètre utilisé dans ces corrélations est par conséquent un diamètre équivalent à cette surface.</p>
Bekassy-Molnar et Mustafa (1991))	<p>transition émulsion/mixte <math>\frac{h_L}{d_h} = 3.79U_{G,h}\sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}</math></p> <p>transition mixte/jets <math>\frac{h_L}{d_h} = 1.89U_{G,h}\sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}</math></p>	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>Corrélations développées par Chen (1985) et adoptées ici par les auteurs.</p>
El Azrak (1988)	<p>transition émulsion/mixte <math>FP = \frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} = 3</math></p> <p>transition mixte/jets <math>\frac{h_L}{d_h} = \left[ 1.35 \frac{\left( U_{G,h} \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G)}} \right)^{0.4}}{\sqrt{g d_h}} \right] - 0.59 \left( \frac{p}{d_h} \right)^{0.33}</math></p>	<p><b>Plateaux à clapets</b></p> <p>L'auteur propose la corrélation de Zuiderweg (1982) pour la transition du régime d'émulsion au régime mixte et la corrélation de Wijn et Barber (1979) pour la transition vers le régime de jets. Son choix est fait sur la base d'une observation visuelle de sa colonne. Les deux corrélations sont développées sur des plateaux perforés.</p>

<p><b>Tan et Sundar (2001)</b></p>	<p>Transition mixte/jets</p> $\frac{h_{Fe}}{D_h} = 1.85Ku + 1.96$ $Ku = \frac{U_h \sqrt{\rho_G}}{(\sigma \cdot g(\rho_L - \rho_G))^{0.25}} = Fr \cdot Bo^{0.25}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>Modèle théorique basé sur la stabilité d'un film liquide en contact avec un jet gaz : analogie avec l'écoulement annulaire dans un tube. Le modèle suggère comme paramètre le nombre de Kukateladze qui oppose 3 forces : l'inertie gaz, la flottabilité et la tension de surface.</p> <p>La forme linéaire ainsi que les valeurs des constantes sont déduites à partir de points expérimentaux.</p>
<p><b>Lockett (1981)</b></p>	<p>Transition mixte/jets</p> $\frac{h_L}{D_h} = 2.78 \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} u_h$	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>L'auteur développe un modèle théorique mais propose finalement une expression totalement empirique</p>
<p><b>Barber et Wijn (1979) (chez Lockett 1981)</b></p>	<p>Transition mixte/jets</p> $\frac{h_L}{D_h} = 1.35 \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.25} \frac{u_h^{0.4}}{(gD_h)^{0.2}} \left( \frac{p}{D_h} \right)^{0.33} - 0.59 \left( \frac{p}{D_h} \right)^{0.33}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p>
<p><b>Hofhuis et zuiderweg (1979)</b></p> <p><b>Hofhuis (1980)</b></p>	<p>Transition bullage émulsion</p> $FP = \frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} = 3$ <p>Transition mixte/jets</p> $\frac{h_L}{D_h} = 1.07 \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.33} \frac{u_h^{0.66}}{(gD_h)^{0.33}}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p>

<b>Payne et Prince</b> <b>(1977)</b>  <b>(chez Lockett</b> <b>1981)</b>	Transition mixte/jet $\frac{h_L}{D_h} = 1.5 \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \frac{u_h (1 - \alpha_G)^{0.5}}{(g D_h)^{0.5}}$	<b>Plateaux perforés</b>
<b>Wong et Kwan</b> <b>(1979 ) (chez Lockett</b> <b>1981)</b>	$\frac{h_L}{D_h} = 30.5 \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \frac{u_h (1 - \alpha_G)}{g^{0.5}} + 2.06(1 - \alpha_G)$	<b>Plateaux perforés</b>
<b>Jeronimo et</b> <b>Sawistowski (1973)</b> <b>(chez Kister et Fair</b> <b>(1988))</b>	$h_L = \frac{0.4974(A_h/A_a)^{-0.791} d_h^{0.833}}{1 + 0.013L^{-0.59} (A_h/A_a)^{-1.791}}$	<b>Plateaux perforés</b>  La corrélation est validée sur des données de Pinczewski et Fell (1972)  Cette corrélation est utilisée par Kister et Haas(1988) afin de localiser la transition et proposer des corrélations d'entraînement dépendant du régime

**Tableau 2 : Corrélations de la transition du point de pleurage**

Référence	Corrélations	Remarques
<b>Fair (1963) (chez Lockett</b> <b>(1986)</b>	$\frac{\Delta P_{clapets}}{g \rho_L} = \frac{\xi \rho_G U_{G,h}^2}{g \rho_L} = 0.081 h_L^{0.61}$	<b>Plateaux perforés</b>
<b>Mayfield et al (1952) (chez</b> <b>Lockett (1986)</b>	$Fr_h = \sqrt{\frac{\rho_G U_{G,h}^2}{g h_L \rho_L}} = 0.45 \left( \frac{2}{\xi} \right)^2$	<b>Plateaux perforés</b>

<p><b>Wijn (1998)</b></p>	$Fr_h^{-2} \cong \frac{g(\rho_L - \rho_G)h_L}{\rho_G U_{G,h}^2} = c_1$ <p>La constante <math>c_1</math> dépend de la géométrie du plateau (perforations, clapets...)</p>	<p><b>Plateaux perforés et à clapets</b></p> <p>L'auteur utilise une base de données de la littérature constituée d'essais sur plateaux perforés et à clapets. Il dispose de points expérimentaux sur une colonne rectangulaire de 1.22 m de largeur et équipée de plateaux à clapets type V-1 Glitsch. La constante <math>c_1</math> pour ces points est égale à 7.</p>
<p><b>Zuiderweg (1982)</b></p>	<p><b>Régime mixte</b></p> $CF_w = \frac{F_{a,w}}{\sqrt{\rho_L - \rho_G}} = \frac{A_h}{A_a} \sqrt{g \cdot h_L} \left[ 1 - 0.15 \frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \right]$ <p><b>Régime d'émulsion</b></p> $CF_w = \frac{F_{a,w}}{\sqrt{\rho_L - \rho_G}} = 0.45 \frac{A_h}{A_a} \sqrt{g \cdot h_L}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p>



Tableau 3 : corrélations de l'engorgement

Référence	Corrélations	Remarques
Van Sinderen et al (2003)	$F_{a,\max} = k_1 \left( \sqrt{2g(\rho_L - \rho_G)(T_S - h_{Fe})} - k_2 (U_{D0}) \right)$ <p><math>T_S</math> l'espace inter plateaux</p> <p><math>h_{Fe}</math> la hauteur de l'émulsion</p> <p><math>k_1</math> une constante fonction de la fraction de bulles gaz entraînées avec le liquide</p> <p><math>k_2</math> une fonction croissante de la distribution de la vitesse des gouttes sur le plateau</p>	Plateaux perforés
Zuiderweg (1982)	<p><b>En régime de jets</b></p> $CF_{\max} = \frac{F_{a,\max}}{\sqrt{\rho_L - \rho_G}} = 0.037g^{0.5} \frac{(T_S - h_L)^{0.59}}{h_L^{0.09}}$ <p><b>En régime d'émulsion</b></p> $F_{a,\max} = \left( \frac{T_S}{h_{Fe,inc}} \right)^{1/5} Fa_{inc}$ <p><math>h_{Fe,inc}</math> la hauteur de l'émulsion et <math>Fa_{inc}</math> facteur cinétique au point de l'engorgement naissant</p> $Fa_{inc} = k \frac{(\rho_L - \rho_G)^{1/2} (gh_L)^{1/3}}{FP'^{7/12}}$ $FP' = \frac{Q_L}{Q_G} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}$ <p><b>k</b> une constante fonction de paramètres géométriques et physico-chimiques</p>	<p>Plateaux perforés</p> <p><i>Expression en régime de jets proposée par Hofhuis (1980).</i></p> <p><i>Engorgement naissant</i> : limite correspond au remplissage du déversoir par l'émulsion liquide gaz et à l'entraînement important de bulles avec le liquide dans le déversoir.</p>

Tableau 4 : Corrélations de type équation de Francis

Référence	Corrélations	Remarques
Colwell (1981)	$h_L = \alpha_L h_w + 0.527 \left( \frac{\alpha_L}{C_d^2} \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^2 \right)^{1/3}$ $C_d = 0.61 + 0.08 \frac{h_{Fe,ow}}{h_w}; \frac{h_{Fe,ow}}{h_w} \leq 8.135$ $C_d = 1.06 \left( 1 + \frac{h_{Fe,ow}}{h_w} \right)^{1.5}; \frac{h_{Fe,ow}}{h_w} > 8.135$ <p>Cette expression de <math>C_d</math> est prise chez Daily et Harleman (1966)</p> <p>L'expression de <math>\alpha_L</math></p> $\alpha_L = \frac{1}{1 + \eta}$ <p>Avec</p> $\eta = 12.6 Fr^{0.4} \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-0.25}$ $Fr = 0.37 \frac{\rho_G U_{G,a}^2}{h_L (\rho_L - \rho_G)}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>Base de données de la littérature. Développement de la corrélation sur les travaux avec plateaux rectangulaires (sans internes non-indispensables : barrage d'entrée, anti-éclaboussures, zone de calme...) mais testée sur tout type de plateaux y compris industriels.</p> <p><b>Gamme de validité de la corrélation :</b></p> <p>Corrélation pour le régime d'émulsion uniquement. La transition de Porter et Wong (1969) pour le passage émulsion/jets est utilisée afin d'éliminer les points en jet pour le développement de la corrélation.</p> <p><b>Système :</b> plusieurs systèmes liquide gaz mais corrélation développée avec les données avec eau/air.</p> <p><b>Taille colonnes:</b> 0.152 – 1.22m</p> <p><b>Ah/Aa :</b> 4.16-10.6%</p> <p><b>dh :</b> 1.6-22mm</p> <p><b>Fa :</b> 0.34-3.8 Pa<sup>0.5</sup></p> <p><b>L :</b> 0.13-24 10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup>/m.s</p>

<p><b>Hofhuis (1980)</b></p>	$\alpha_L = \frac{1}{1 + C_l \left[ \frac{U_{G,a}}{\sqrt{g h_L}} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \right]^n}$ <p>En <b>régime de jets</b> : <math>n=1.7</math> et <math>Cl=265</math></p> <p>En <b>régime et mixte</b> : <math>n=0.8</math> et <math>Cl=40</math></p> <p>Transition au <b>régime de jets-mixte</b> pour</p> $FP = \frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} < 3 - 4$ $h_{L,ow} = 2.4 g^{-0.33} \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{0.67} \left( \frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \right)^{-0.33}$ <p>Transition au <b>régime de l'émulsion</b></p> $\frac{L}{h_L U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} > 3 - 4$ $h_{L,ow} = 1.04 g^{-0.33} \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{0.67}$ <p>Pour la hauteur de liquide clair totale :</p> $h_L = h_{L,ow} + h_{L,bw} = h_{L,ow} + 0.5 h_w \left( \frac{U_{Ga}}{\sqrt{g \cdot p}} \right)^{-0.8}$ <p>Une expression <b>pour tout régime</b> est considérée</p> $h_L = 0.5 h_w^{0.5} p^{0.25} \psi^{0.25}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>Pour le régime d'émulsion l'auteur adopte l'équation de Francis mais pour le régime mixte et de jet il introduit le paramètre d'écoulement dans l'expression (suggéré par le modèle de trajectoire)</p>
------------------------------	--	--

	<p>Avec</p> $\psi = \frac{L}{U_{G,a}} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5}$ <p>Pour 25mm&lt;hw&lt;100mm</p>	
Stichlmair (1978)	$h_L = \alpha_L h_w + 0.68 \alpha_L \left( \frac{Q_L}{\alpha_L L_w} \right)^{\frac{2}{3}} + \alpha_L \frac{125 (U_{Ga} - U_b)^2 \rho_G}{g (\rho_L - \rho_G) \alpha_G^2}$ <p>U<sub>b</sub> vitesse de bulle</p>	Plateaux perforés
Bennett et al (1983)	$h_{Fe} = h_w + C \left( \frac{Q_L / L_w}{\alpha_{L,Fe}} \right)^{\frac{2}{3}}$ $C = 0.0327 + 0.0286 \text{Exp}(-137.8 h_w)$ $\alpha_{L,Fe} = \text{Exp} \left[ -12.55 \left( U_{G,a} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \right)^{0.91} \right]$	<p><b>Plateaux perforés.</b></p> <p>Base de données issue de 8 travaux.</p> <p>Pas de détail sur la géométrie des colonnes des travaux de référence (typiquement la taille de la colonne que les auteurs utilisent pour les faibles hauteurs de barrage est de 0.83 m de diamètre (L<sub>p</sub>=0.61m).</p> <p><b>Gamme développement des corrélations :</b></p> <p>K<sub>s</sub>=0.0052-0.1219m/s</p> <p>(F<sub>s</sub>=0.1-3.85 Pa<sup>0.5</sup>)</p> <p>L=0. 745-27.3 10<sup>-3</sup>m<sup>3</sup>/m.s</p> <p>h<sub>w</sub>=0-0.1016m</p> <p>d<sub>i</sub>=1-25.4 mm</p> <p>ρ<sub>L</sub>=433-1000 kg.m<sup>-3</sup></p>

		$\rho_G=1.1218-52.08 \text{ kg.m}^{-3}$ $\sigma=0.0025-0.0719 \text{ N.m}^{-1}$ $\mu_L=6.5 \cdot 10^{-5} - 2.3 \cdot 10^{-3} \text{ N.s.m}^{-1}$
Bennett et al (1995)	$h_{2\phi} = h_{Fe} + h_{Fe} \left( 1 + 6.9 \left( \frac{h_L}{d_h} \right)^{-1.85} \right) \frac{Fr_D^2}{2}$ $Fr_D = \sqrt{\frac{U_{D0}^2}{g h_{Fe}}}$ $U_{D0} = 3U_{G,a} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \sqrt{\frac{\sqrt{3}}{\left( \frac{A_h}{A_a} \right) \alpha_L}}$	Plateaux perforés
El Azrak (1988)	$h_{Fe} = 0.36L^{0.06} Fa^{0.39} h_w^{0.18}$ $h_L = 0.014 - 0.003Fa(Fa + 1.88) + 0.59L^{2/3} + 0.34h_w$	<b>Plateaux à clapets</b> Corrélation empirique mais la puissance portée par la charge liquide est issue de l'équation de Francis
Liang et al (2008)	$h_L = h_w + 1.1 \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{2/3}$ $\alpha_L = \frac{1}{1 + 12.23 \left( \frac{A_{slot}}{A_a} \right)^{0.9} Fa^{0.61}}$	<b>Plateaux à clapets</b> Corrélation empirique mais la puissance portée par la charge liquide est issue de l'équation de Francis

Chen et Fan (1995)	$\alpha_L = \frac{1}{1 + \eta}$ $\eta = 13.3 (Fr^2)^{0.4} \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-0.25}$ $h_L = \alpha_L h_w + 0.385 \left( \frac{\alpha_L^{0.5}}{C_d} \right)^{2/3} \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{0.45}$	<p><b>Plateaux perforés (données FRI)</b></p> <p>La corrélation est une modification de la corrélation de Colwell.</p> <p>La modification consiste à élargir la gamme de la corrélation de Colwell en s'inspirant du travail de Zuiderweg et Hofhuis pour le régime de jets.</p> <p>La forme de la rétention ainsi que les corrélations du coefficient de décharge <math>C_d</math> sont prises chez Colwell (1981).</p>
--------------------	--	--

**Tableau 5 : Corrélations de type modèle de trajectoire**

	Plateaux perforés	Plateaux à clapets
Dhulesia (1984)	<p>En régime d'émulsion</p> $h_L = 0.5 \psi^{0.33} h_w^{0.5} p^{0.17}$	<p>En régime d'émulsion et mixte</p> $h_L = 0.42 \psi^{1/3} h_w^{2/3}$
Bekassy-Molnar et Mustafa (1991&1997)	<p>régime d'émulsion</p> $h_L = 0.084 \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-0.36} h_w^{0.64} d_h^{-0.19} \psi^{0.35}$ <p>régime mixte</p> $h_L = 0.091 \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-0.7} h_w^{0.63} \psi^{0.33}$	<p>en régime d'émulsion et mixte</p> $h_L = 0.25 h_w^{0.42} \psi^{0.22}$ <p>en régime de jets</p> $h_L = 0.1 h_w^{0.22} \psi^{0.15}$

	<p><b>régime de jets</b></p> $h_L = 0.015 \left( \frac{A_h}{A_a} \right)^{-1.61} h_w^{0.5} d_h^{0.33}$	
--	--	--

**Tableau 6 : Corrélations de perte de charge**

Référence	Corrélations	Remarques
Hofhuis (1980) (dans Zuiderweg (1982))	$\Delta P_{Totale} = \Delta P_{sec} + \rho_L g h_L$ <p>Avec l'expression de la perte de charge à sec chez Davy et Haselden (1975)</p> $\Delta P_{sec} = \frac{1}{2} \rho_G \left( \frac{U_{G,h}}{CD} \right)^2$ <p>Le coefficient de décharge est déduit à partir d'un ensemble de points FRI (il dépend de hl !!!!)</p> $CD = 0.7 \left[ 1 - 0.14 \left( \frac{g h_L \rho_L}{U_{G,h}^2 \rho_L} \right) \right]$	Plateaux perforés
Bennett et al (1983)	$\Delta P_{Totale} = \Delta P_{émulsion} + \Delta P_{sec} + \Delta P_{\sigma} = \rho_L g \alpha_L \left[ h_w + C \left( \frac{Q_L}{\alpha_L} \right)^{2/3} \right] + \Delta P_{sec} + \frac{6\sigma}{d_{B \max}}$ $\Delta P_{sec} = \frac{a}{c_V^2} \rho_V U_{G,h}^2$ <p>a et cv sont à prendre chez Liebson (1957)</p> $d_{B \max} = b \left[ \frac{d_h \sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/3}$ <p>Pour un système eau air b=1.27</p>	Plateaux perforés



<p>Wallis (1969) (chez Lockett (1986))</p>	$\Delta P_{Totale(em)} = \Delta P_{Totale(em=0)} \left( 1 + \frac{em \cdot \rho_G}{\rho_L} \right) (1 + em)$ $em = \frac{L'}{G_{mass}}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>Effet de l'entraînement sur la perte de charge totale</p>
<p>Chen et Fan (1995)</p> <p>Bilan de pression</p> <p>t est l'épaisseur du plateau</p> <p>Pour un faible pleurage</p> <p>La hauteur de liquide claire est prise dans le modèle développé plus haut (Tableau 4).</p> <p>Ils proposent ainsi l'expression suivante</p>	$\Delta P_{Plateau} = \Delta P_w - \frac{\rho_G U_{Ga}}{\rho_L g} (U_{Gh} - U_{Ga}) + \Delta P_{frottement} + h_{Lc} + \frac{Q_w U_{wL}}{Aa \times g}$ $U_{wL} = \sqrt{2g(T_S - h_{Fe})}$ $\Delta P_w - \frac{\rho_G U_{Ga}}{\rho_L g} (U_{Gh} - U_{Ga}) + \Delta P_{frottement} = f(h_{Lc}, \alpha_L) \xi_d \frac{\rho_G U_{Gh}^2}{2g\rho_L}$ $\xi_d = 0.94 \frac{1 - \left( \frac{Ah}{Aa} \right)^2}{\left( \frac{Ah}{Aa} \right)^{0.2}} \left( \frac{d_h}{t} \right)^{0.2}$ $\Delta P_{Plateau} = f(h_{Lc}, \alpha_L) \left( 0.94 \frac{1 - \left( \frac{Ah}{Aa} \right)^2}{\left( \frac{Ah}{Aa} \right)^{0.2}} \left( \frac{d_h}{t} \right)^{0.2} \right) \frac{\rho_G U_{Gh}^2}{2g\rho_L} + h_{Lc}$	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>Sur la base de données FRI (Fractionation Research Inc.)</p>

$$\Delta P_{Plateau} = 0.88 \frac{1 - \left( \frac{Ah}{Aa} \right)^2}{\left( \frac{Ah}{Aa} \right)^{0.2}} \left( \frac{d_h}{t} \right)^{0.2} \frac{\rho_G U_{Ga}^2}{2g\rho_L \left( \frac{Ah}{Aa} \right)^2} + h_{Lc}$$

Fasesan (1987)

Plateaux perforés

Plateaux perforés et à clapets

$$\Delta P_{Totale} (mmliq) = \Delta P_{émulsion} + \Delta P_{sec} + \Delta P_{\sigma} = \Delta P_{émulsion} + \left( 1.83 \frac{U_{G,h}^2}{c^2} \rho_G \right) + 314.9$$

Pour les plateaux perforés Fasesan  
part d'une expression proposée par  
Edujee (1958)

c est le coefficient d'orifice, le dernier terme représente la perte de charge due à la tension de surface (perte de charge résiduelle constante)

Pour les plateaux à clapets Fasesan  
adopte la corrélation de Bolles (1976) :

Plateaux à clapets

$$\Delta P_{Totale} = \Delta P_{sec} + \Delta P_{émulsion}$$

Avec

$$\Delta P_{émulsion} = \beta \rho_L g (h_w + h_{ow})$$

**Tableau 7 : Nombre de Peclet et mélange axial**

Référence	Corrélations	Remarques
Zuiderweg (1982)	<p>Régime jet et mixte</p> $Pe = 0.12 \frac{\psi^2 L_p}{h_L^3} \quad \text{ou} \quad E_{ax} = 8.3 \frac{\rho_G U_{Ga}^2}{\rho_L L} h_L^2$ <p>Régime d'émulsion</p> $Pe = 0.12 \frac{\left( \frac{U_{La}}{U_{Ga}} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \right)^2 A_d L_p}{L_w h_L^2}$ <p>Ou</p> $E_{ax} = 8.3 h_L U_{Ga} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}$	<p>Plateaux perforés</p> <p>Relation entre Pe et <math>E_{ax}</math></p> $\frac{Pe \cdot h_L}{L_p} = \frac{L}{E_{ax}}$

**Tableau 8 : corrélations de l'entraînement liquide**

Référence	Corrélations	Remarques
Zuiderweg (1982)	<p><b>Entrainement liquide</b></p> $\frac{L'}{L_{mass}} = \frac{U'_L}{U_{La}} = 10^{-8} \left( \frac{h_{Fe}}{T_s} \right)^3 \left( \frac{U_{Gh}}{U_{La}} \right)^2$ $U'_L = 10^{-8} \left( \frac{h_{Fe}}{T_s} \right)^3 \frac{U_{Gh}^2}{U_{La}}$ <p>Pour <math>0.3 &lt; \frac{h_{Fe}}{T_s} &lt; 0.9</math></p>	<p><b>Plateaux perforés</b></p> <p>L'entraînement liquide devient significatif dans le régime de jets.</p>
Hunt et al (1955) (Chez Lockett (1986))	$\frac{L'}{G_{mass}} = 7.7510^{-5} \left( \frac{0.073}{\sigma} \right) \left( \frac{U_{Ga}}{T_s - h_{Fe}} \right)^{3.2}$	<b>Plateaux perforés</b>
Kister et al (1981 a,b), Fell and Pinczewski (1982)	$\frac{L'}{G_{mass}} = K_1 \left( \frac{\mu_G}{\sigma} \right)^{1.17} \left( \frac{U_{Ga}}{L} \frac{1}{1 + K_2 h_w} \frac{h_L}{\sqrt{d_h T_s}} \right)^{4.68}$ <p><b>Régime de jets</b></p> <p>K2= 0 et K1= 13.1 pour <b>eau-air</b> ; K1=30.6 pour <b>hydrocarbures</b></p> <p><b>Régime mixte et émulsion</b></p> <p>K2= 2.62 et K1= 20,5 pour <b>eau-air</b></p>	<b>Plateaux perforés</b>

Kosiol et Mackowiak (1989)	$\frac{L_e}{Q_G} = 0.37 Fr_G^{2/3} Fr_L^{-1/5} Fl^{-1/3} \left( \frac{We}{Co} \right)^n$ $n = 133.7 Fl^{-1/6} Fl = \frac{\sigma^3 \rho_G^2}{\mu_G^2 \Delta \rho g}$ $Co = \frac{\left( \frac{A_h}{A_a} \right) T_s}{D_T d_h} Fr_L = \frac{w_L^2}{D_T g}$ $w_L = \frac{Q_L (1 + e_L)}{T_s D_T} Fr_G = \frac{F_h^2}{T_s \Delta \rho g} e_L = \frac{L_e}{Q_L}$	<p><b>Plateaux différents</b></p> <p>Corrélation validée sur une base de données composée : plateaux perforés, à clapets, à caps, à tunnel</p>
----------------------------	---	--

Tableau 9 : Corrélations de paramètres de transfert sur des plateaux

Références	Paramètres variés	Méthodes	Corrélations	Remarques
El Azrak (1988)	Débits liquide $Q_L$ et gaz $Q_G$ et hauteur de barrage $h_w$	CO <sub>2</sub> dilué dans N <sub>2</sub> (5 à 10%) par une solution aqueuse de DEA ([DEA]=3.56 N)	<p>Régime d'émulsion</p> $a = 135.9 A_a L^{0.15} F_a^{0.3} h_w^{0.14}$ <p>Régime d'émulsion</p> $a = 97.8 A_a L^{0.11} F_a^{0.37}$ <p>Pour tout régime</p> $a = 97.8 A_a L^{0.13} F_a^{0.36} h_w^{0.06}$	Plateaux à clapets
		CO <sub>2</sub> dilué dans N <sub>2</sub> (≈20%) par une solution aqueuse de carbonate et de bicarbonate de potassium: [K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> ] = 600 mol.m <sup>-3</sup>	$k_L a = 11340 L^{0.32} F_a^{0.26} A_a h_w^{0.56} D_L^{0.5}$	

		[KHCO <sub>3</sub> ]= 250 mol.m <sup>-3</sup>		
		SO <sub>2</sub> dilué dans N <sub>2</sub> (≈5%) par une solution aqueuse de soude: [NaOH]~3700 mol.L <sup>-1</sup>	$k_G a = 0.665.L^{0.08}.F_a^{1.28}.A_a.h_w^{0.31}.D_G^{0.5}$	
Scheffe (1984)	Débits liquide Q <sub>L</sub> et gaz Q <sub>G</sub> et hauteur de barrage h <sub>w</sub>	Absorption de CO <sub>2</sub> dans l'air (2%) par une solution aqueuse de soude [NaOH]=1 N	$a = 0.27.\left(\frac{\rho_L U_{La}}{\mu_L}\right)^{0.25}\left(\frac{\rho_G U_{Ga}}{\mu_G}\right)^{0.37} A_a h_w^{0.52}$	Plateaux à clapets
		CO <sub>2</sub> dans l'air (entre 1 et 4%) par une solution aqueuse de carbonate et de bicarbonate de sodium.	$k_L a = 89100 \times U_{La}^{0.09} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\mu_L}\right)^{0.59} \left(\frac{U_{Ga} \rho_G}{\mu_G}\right)^{0.68} .A_{tot}.h_w^{0.05} .D_L^{1.5}$	
		SO <sub>2</sub> dilué dans l'air (≈0.1%) par une solution aqueuse de soude: [NaOH]=1 N	$k_G a = 12.2 \times \left(\frac{U_{La} \rho_L}{\mu_L}\right)^{0.13} U_{Ga}^{0.87} \left(\frac{\rho_G}{\mu_G}\right)^{1.37} A_{Tot} h_w^{0.39} .D_G^{1.5}$	
IFPEN (U707) (2005)	Débits liquide Q <sub>L</sub> et gaz Q <sub>G</sub>	CO <sub>2</sub> dilué dans l'aire par une solution aqueuse de carbonate et de bicarbonate de sodium additivé de ClO- : [Na <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> ]= 0.3 mol.L-1 [NaHCO <sub>3</sub> ]=0.5 mol.L-1 [ClO-]= entre 0 et 0.12 mol.L-1	$a = 144.A_a.U_{La}^{0.13}.F_a^{0.36}.h_w^{0.06}$	Plateaux à clapets
			$k_L a = 4969.U_{La}^{0.27}.F_a^{0.86}.A_a.h_w^{0.57}.D_L^{0.5}$	
Badssi et Bugarel (1987)	Débits liquide Q <sub>L</sub> et gaz Q <sub>G</sub> et	CO <sub>2</sub> dilué dans N <sub>2</sub> (5%-10%) par une solution aqueuse de soude	$a = C \times U_{Ga}^{0.3} U_{La}^{0.47} P^{-0.18}$ avec C constante	Plateaux différents

(Badssi et al. 1988)	pression dans la colonne P	[NaOH](1 mol.L <sup>-1</sup> ) /une solution de DEA (1M)	P la pression dans la colonne	
		CO2 dilué dans N <sub>2</sub> (5%-10%) par une solution aqueuse de soude [NaOH](2 mol.L <sup>-1</sup> )	$k_G a = C' \times U_{Ga}^{0.8} U_{La}^{0.57} P^{-0.38}$ C' constante	
Liang et al (2008)	Débits liquide Q <sub>L</sub> et gaz Q <sub>G</sub> et type de clapets	Méthode physique : désorption de O <sub>2</sub> (mesure de kLa : connaissant kL l'aire active peut être déduite du flux)	$a = 6.5 \left( \frac{\rho_L^3 g^2}{\rho_G \sigma^3} \right)^{1/5} \frac{A_L^{1.3}}{A_a^{0.3}} \left( h_w + 1.1 l \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{2/3} \right) Fa^{0.57}$ avec A <sub>L</sub> l'aire latérale totale des clapets σ la tension de surface	Plateaux à clapets
Peytavy et al (1990)	Débits liquide Q <sub>L</sub> et gaz Q <sub>G</sub> , hauteur de barrage h <sub>w</sub> et type de plateau (perforés, à calottes et à clapets)	Absorption de CO <sub>2</sub> dilué dans N <sub>2</sub> (15%-20%) par une solution aqueuse de DEA (3.5M)	$a = C \times \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{a1} Fa^{a2} A_a^{a3} h_w^{a3}$ La constante et les puissances dépendent du type de plateau Pour les plateaux à clapets testés : $a = 97.8 A_a \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{0.13} Fa^{0.36} h_w^{0.006}$	Plateaux différents
		SO <sub>2</sub> dilué dans N <sub>2</sub> (≈5%-10%) par une solution aqueuse de soude: [NaOH](4 mol.L <sup>-1</sup> )	$k_G a = C \times A_a \times \left( \frac{Q_L}{L_w} \right)^{a1} Fa^{a2} h_w^{a3}$	
Zuiderweg (1982)	Données de la littérature	–	En régime de jets $a'' = \frac{40}{\left( A_h / A_a \right)^{0.3}} \left[ \frac{Fa^2 h_L FP'}{\sigma} \right]^{0.37}$ En régime d'émulsion et mixte	Plateaux perforés

			$a'' = \frac{43}{\left(A_h/A_a\right)^{0.3}} \left[ \frac{Fa^2 h_L FP'}{\sigma} \right]^{0.53}$ $FP' = \frac{Q_L}{Q_G} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}$ <p>avec</p> $k_L = \frac{2.6 \times 10^{-5}}{\mu_L^{0.25}}$ $k_G = \frac{0.13}{\rho_G} - \frac{0.065}{\rho_G^2}$ <p>Pour</p> $1 < \rho_G < 80 \text{ kg/m}^3$	
Pohorecki et Moniuk (1988)	Différents plateaux	CO <sub>2</sub> dilué dans l'air (0.5 à 3% vol) dans des solutions d'électrolytes	$a_{vol} = \frac{a}{h_{Fe} A_A} = (233.12 + 55.69 u_{Ga} - 536.64 h_L) \left( \frac{\rho_L}{1140} \right)^{0.45} \left( \frac{2.36}{\mu_L} \right)^{0.12} \left( \frac{0.078}{\sigma} \right)^{0.33}$	Plateaux peforés Différents plateaux sur colonne rectangulaire



## Annexe II

### Absorption réactive : régimes chimiques

#### Absorption physique

Le transfert d'un soluté gaz d'une phase gaz vers une solution liquide peut s'effectuer soit par absorption physique (diffusivité du soluté dans les deux phases et solubilité dans la phase liquide) ou par absorption réactive (consommation du soluté dissout dans la phase liquide par une réaction chimique avec un solvant dans la phase liquide).

Lorsque le transfert est entièrement physique et si l'équilibre à l'interface liquide gaz est très rapide par rapport aux phénomènes de transport de matière dans les deux phases, le transfert est limité par une résistance côté gaz due à la diffusion du gaz soluble dans le gaz non soluble et une résistance côté liquide due à la diffusion dans la phase liquide. Le débit d'absorption du soluté  $\phi$  s'exprime, dans ce cas, sous la forme suivante :

$$\phi = a \cdot \varphi = k_G' a_e (p - p_i) = k_L a_e (C_{Ai} - C_{A0})$$

$a_e$  étant l'aire interfaciale de contact,  $\varphi$  le flux d'absorption par unité d'aire,  $p$  et  $p_i$  sont les pressions partielles du gaz soluble dans le volume gaz et à l'interface respectivement,  $C_{Ai}$  et  $C_{A0}$  sont les concentrations du gaz dissout à l'interface et dans la masse liquide.  $k_G'$  et  $k_L$  représentent les résistances au transfert côté gaz et côté liquide.

L'équilibre à l'interface étant supposé établi, une relation reliant la concentration du gaz à l'interface et sa pression partielle existe. A faible concentration du gaz soluble et à pression faible, la loi d'Henry peut être appliquée à l'interface :

$$p_i = He \cdot C_{Ai}$$

avec  $He$  la constante d'Henry spécifique au gaz. Dans ce cas l'expression du flux de gaz absorbé s'exprime sous la forme suivante :

$$\phi = a \cdot \varphi = k_G' a_e (p - He \cdot C_{Ai}) = k_L a_e \left( \frac{p_i}{He} - C_{A0} \right)$$

Différents modèles existent pour le transfert de masse dans les deux phases. Les plus connus sont le modèle du double film de Whitman et les modèles de renouvellement de surface de Higbie et de Danckwerts.

### Modèle du double film de Whitman

Dans ce modèle le transfert du soluté est supposé se produire par diffusion moléculaire sur deux films stagnants de part et d'autre l'interface gaz liquide. Au-delà des deux films les seins des phases gaz et liquide sont supposés parfaitement agités. Avec ces suppositions les coefficients de transfert côté liquide et côté gaz s'expriment ainsi :

$$k_L = \frac{D_L}{\delta_L}$$

$$k_G = \frac{D_G}{\delta_G}$$

avec  $D_L$ ,  $D_G$  les coefficients de diffusion du soluté dans le liquide et dans le gaz et  $\delta_L$ ,  $\delta_G$  les épaisseurs des deux films liquide et gaz.

L'expression du flux absorbé du soluté s'exprime ainsi :

$$\varphi = \frac{D_G}{RT\delta_G}(p_A - p_{Ai}) = \frac{D_L}{\delta_L}(C_{Ai} - C_{A0})$$

L'inconvénient de ce modèle est que les coefficients de transfert sont proportionnels aux diffusivités alors que l'expérience suggère plutôt une dépendance en  $D^{0.5}$  à  $D^{0.7}$ . Mais il a l'avantage d'être simple et de fournir des résultats proches des autres modèles beaucoup plus complexes surtout en présence de réaction chimique consommant le soluté.

Ce modèle est considéré pour les expressions du flux en présence de réaction chimique.

### Modèles de renouvellement de surface

Les modèles de renouvellement de surface considèrent que la surface est composée d'éléments liquides qui sont remplacés régulièrement par des éléments de l'intérieur du liquide et qui ont la même composition que celui-ci (sein liquide homogène). Tant que ces éléments sont exposés au gaz, ils absorbent le soluté comme s'ils étaient stagnants et de profondeur infinie.

Deux modèles se basent sur cette description :

#### Le modèle de Higbie

Ce modèle suppose un temps de contact fixe  $\Theta$ , et une quantité de gaz  $Q$  absorbé par unité de surface identique pour tous les éléments. Ainsi le flux de gaz absorbé par unité de surface s'exprime comme suit:

$$\varphi = \frac{Q}{\theta}$$

### Le modèle de Danckwerts

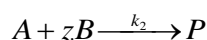
Ce modèle considère plutôt une vitesse de renouvellement de la surface une distribution du temps de séjour des éléments liquides. La probabilité pour qu'un élément soit à la surface entre  $t$  et  $t+dt$  est de  $s \cdot dt$ .  $s$  est la fréquence de renouvellement et  $(1/s)$  correspond à la durée de vie moyenne d'un élément de surface.

Les modèles de renouvellement de surface conduisent à des expressions de coefficients de transfert proportionnels à  $D^{0.5}$  ce qui correspond mieux aux observations expérimentales que le modèle du double film. L'inconvénient de ces modèles réside dans leur complexité surtout avec la considération de réaction chimique dans le liquide.

### Absorption réactive

En présence d'une réaction chimique consommant le soluté dissout dans le liquide, le flux d'absorption est accru.

On considère ici le cas d'une réaction du second ordre tel que :



La vitesse de la réaction s'écrit :

$$r_2 = k_2 \cdot C_A \cdot C_B \cdot \beta$$

où  $k_2$  est la constante cinétique de la réaction et  $\beta$  la rétention liquide.

L'accroissement du flux d'absorption dû à la présence de la réaction est caractérisé par un facteur d'accélération  $E$  d'où l'expression du flux suivante :

$$\phi = a \cdot \varphi = k_G' a_e (p - He \cdot C_{Ai}) = Ek_L \cdot a_e \left( \frac{P_i}{He} - C_{A0} \right)$$

### Remarque

---

Le flux peut s'exprimer sous la forme :

$$\phi = \varphi \cdot a = \frac{a_e \left( \frac{P}{He} - C_{A0} \right)}{\left( \frac{1}{He \cdot k_G} + \frac{1}{E \cdot k_L} \right)}$$

Il est possible de mettre cette expression sous les deux formes suivantes:

$$\phi = \phi_{ae} = K_G \cdot ae \cdot (p - He \cdot C_{A0}) = E \cdot K_L \cdot ae \cdot \left( \frac{p}{He} - C_{A0} \right)$$

où  $K_L$  et  $K_G$  sont les coefficients de transfert globaux qui s'expriment comme suit :

$$\frac{1}{K_L} = \frac{1}{k_G} + \frac{He}{E \cdot k_L}$$

$$\frac{1}{K_G} = \frac{1}{He \cdot k_G} + \frac{1}{E \cdot k_L}$$

Les deux phases se comportent donc comme des résistances en parallèles.

L'expression du facteur d'accélération  $E$  dépend essentiellement de trois paramètres :

- le nombre de Hatta qui représente la racine carrée du ratio entre la quantité de matière maximale qui peut réagir dans le film et la quantité maximale que le film peut transporter par diffusion. Ce nombre adimensionnel est important pour la détermination du régime chimique du système réactionnel.

$$Ha = \frac{\sqrt{D_L \cdot k_2 \cdot C_{B0}}}{k_L}$$

- le paramètre de concentration-diffusion :

$$Z_D = \left( \frac{D_B}{z \cdot D_A} \right) \left( \frac{C_{B0}}{C_{Ai}} \right)$$

$D_B$  et  $D_A$  sont les coefficients de diffusion de B et de A dans la solution liquide.

- le ratio entre le volume liquide associé à une unité d'interface et l'épaisseur du film liquide:

$$\left( \frac{\beta}{a} \right) \left( \frac{k_L}{D_A} \right)$$

avec  $\beta$  la rétention liquide et  $a_e$  l'aire interfaciale.

L'expression du facteur d'accélération  $E$  dépend du régime chimique du système. Selon le nombre de Hatta  $Ha$ , cinq régimes chimiques peuvent être identifiés.

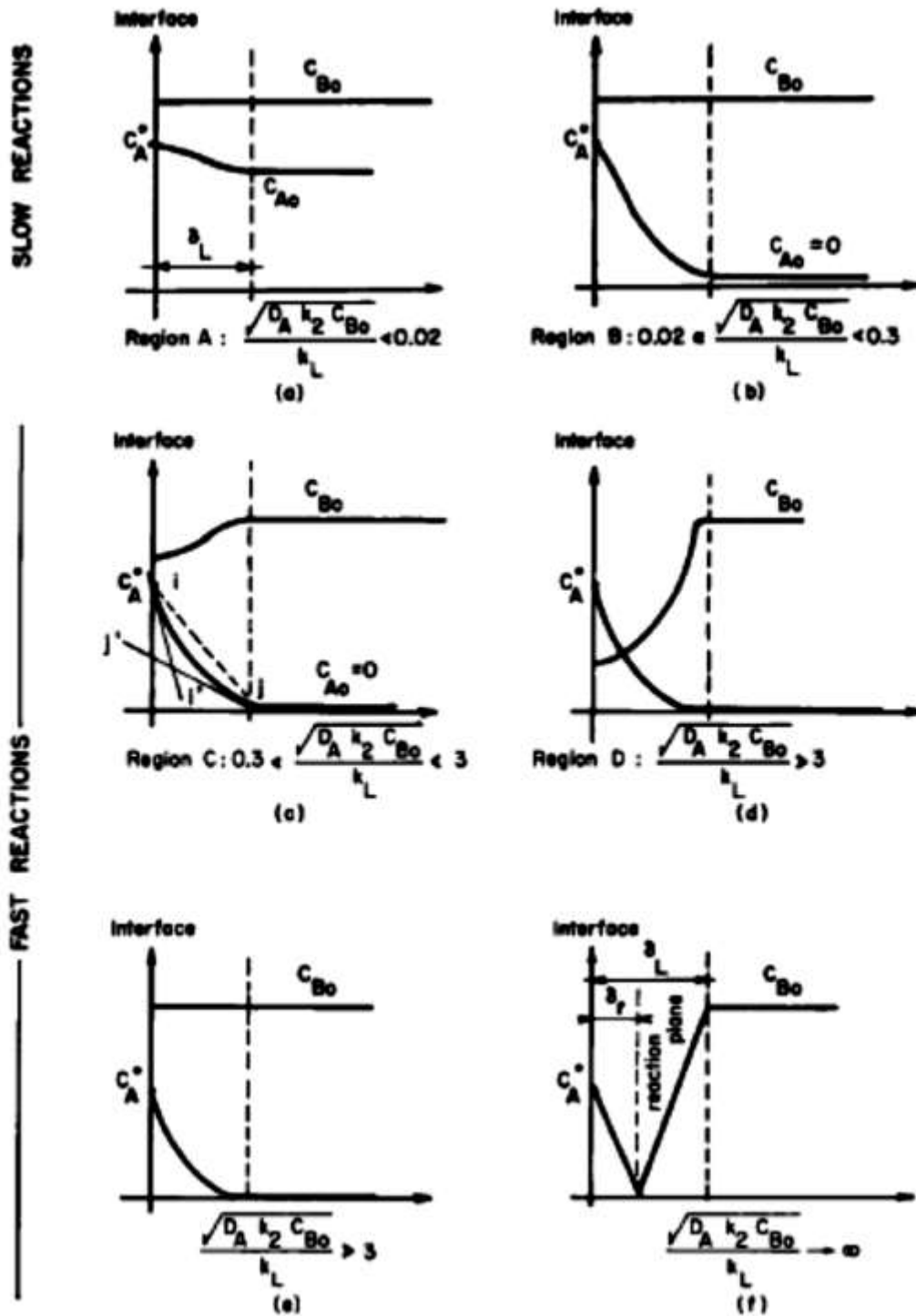


Figure 1 : Profils de concentration du soluté dans le liquide en fonction du régime cinétique en cas d'absorption réactive. *Source : Charpentier, 1981*

Tableau 10 : Expressions du flux de soluté absorbé dans le cas d'une réaction d'absorption du 2<sup>nd</sup> ordre en fonction du régime chimique

Régime chimique	Description	Hypothèses	Expression du flux
Réaction très lente au sein du liquide ( $Ha < 0.02$ )	Dans ce cas, il n'y a pas de réaction dans le film et le transport de matière se fait de manière à garder $C_A$ proche de $C_{Ai}$ ce qui nécessite une aire interfaciale assez importante. $C_A \cong C_{Ai}$	<p>- Réaction très lente si <math>\frac{\beta.C_{B0}.k_2}{k_L a} \ll 1</math></p> <p>- La vitesse de transformation de A par unité de volume du réacteur dans la masse liquide peut s'écrire <math>r_2 = k_2 C_{Ai}.C_{B0}.\beta</math></p> <p>d'où <math>C_{A0} = C_{Ai} \left( \frac{1}{1 + \frac{\beta.C_{B0}.k_2}{k_L a}} \right)</math></p>	<p>Pour <math>Ha \sim 0.02</math></p> $\phi = a.\varphi = k_L.a.(C_{Ai} - C_{A0})$ $= k_L.a.C_{Ai} \left( \frac{1}{1 + \frac{\beta.C_{B0}.k_2}{k_L a}} \right)$ $= k_L.a.C_{Ai} \left( \frac{1}{k_L a} + \frac{1}{\beta.C_{B0}.k_2} \right)$

Réaction lente dans la masse liquide ( $0.02 < Ha < 0.3$ )	<p>Dans ce cas, peu de A réagit dans le film et le processus est celui d'un transport à travers le film suivi d'une réaction dans la masse liquide.</p>	<p>L'expression de <math>C_{A0}</math> et de <math>\Phi</math> sont les mêmes que pour le cas où <math>Ha \sim 0.02</math> mais avec la condition supplémentaire <math>C_{A0} \cong 0</math> qui est satisfaite si on a :</p>	<p>Réaction lente avec <math>C_{A0} = 0</math>, <math>E = 1 (Ha &lt; 0.1)</math> le flux s'exprime</p> $\phi = a.\varphi = k_L.a.C_{Ai} = r_2$
		$\frac{\beta.C_{B0}.k_2}{k_L.ae} \ll 1$	
		<p>Si la condition <math>\frac{\beta.k_L}{ae.D_A} &gt; 10^2</math> n'est pas satisfaite alors <math>\beta</math> doit être très grande.</p>	
Réaction modérément rapide ( $0.3 < Ha < 3$ )	<p>Dans ce régime une grande partie de A absorbé réagit dans le film et la concentration <math>C_{A0}</math> reste faible dans la masse liquide.</p>		
Réaction rapide dans le film ( $Ha > 3$ )	<p>La réaction, dans ce cas, se fait entièrement dans le film et <math>C_{A0} \approx 0</math> dans la masse liquide</p> <p>On définit le facteur de réaction instantané <math>E_i</math> comme :</p>	<p>E s'exprime en fonction de <math>E_i</math> et Ha (expression proposée par Hitkita et Asai) :</p> $E = \frac{Ha \left[ \frac{(E_i - E)}{E_i - 1} \right]^{0.5}}{\tanh \left( Ha \left[ \frac{(E_i - E)}{E_i - 1} \right]^{0.5} \right)}$	$\phi = a.\varphi = E.k_L.a.C_{Ai}$

$$E_i = 1 + \left( \frac{D_B}{z \cdot D_A} \right) \left( \frac{C_{B0}}{C_{Ai}} \right) = 1 + Z_D$$

Cette expression montre qu'une augmentation de  $Ha$  entraîne une augmentation de  $E$  jusqu'à une valeur limite où  $E = E_i$

#### Cas d'une réaction pseudo 1<sup>er</sup>

ordre (Si  $C_B \gg C_{Ai}$ )

$$\varphi = -D_A \left( \frac{dC_A}{dx} \right)_{x=0} =$$

$$K_L \left( C_A^* - \frac{C_{A0}}{\cosh(Ha)} \right) \frac{Ha}{\tanh(Ha)} \text{ Comme}$$

on est dans le cas de  $Ha < E_i/2$ , B diffuse assez rapidement vers la surface empêchant toute réduction relative de  $C_B$  d'où  $C_B \approx C_{B0}$ . De plus  $Ha > 3$ , donc le gaz dissout réagit totalement dans le film et  $C_{A0} = 0$ .

$$C_B \approx C_{B0}$$

Et  $E \approx Ha$  (expression vraie pour  $Ha > 3$  et  $ZD \gg 1$ )

$$\varphi = k_L C_{Ai} \frac{Ha}{\tanh(Ha)} \cong k_L C_{Ai} Ha$$

$$\text{D'où } \phi = a \cdot \varphi = C_{Ai} \cdot a \cdot \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$$

Cette expression du flux ne fait pas intervenir  $k_L$  : une mesure du flux avec une connaissance de  $C_{Ai} \cdot \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$  permet de remonter à l'aire interfaciale  $a_e \rightarrow$  c'est la méthode adoptée dans la présente étude pour les mesures de l'aire



Réaction instantanée  $Ha \gg 10 E_i$

Avec  $Ha \gg 1$ , la réaction est instantanée et se fait au niveau d'un plan à une distance  $\delta_r$  de la surface (avec  $\delta_r < \delta_l$ ) : au niveau du plan de réaction les deux concentrations sont nulles. La vitesse de la réaction est celle de la diffusion des deux espèces vers le plan de réaction.

E tend vers  $E_i$  ( $E = E_i$ )

La vitesse à laquelle les deux composants atteignent le plan de réaction est définie par :

$$z \cdot D_A \frac{(C_{Ai}^* - 0)}{\delta_r} =$$

$$D_B \frac{(C_{B0} - 0)}{(\delta_l - \delta_r)}$$

$$z \cdot D_A \frac{(C_{Ai} - 0)}{\delta_r} = D_A \frac{(C_{B0} - 0)}{\delta_l - \delta_r}$$

$$\begin{aligned} \phi &= D_A \frac{(C_{Ai} - 0)}{\delta_r} \\ &= \frac{D_A C_{Ai}}{\delta_l} \left( 1 + \left( \frac{D_B}{z \cdot D_A} \right) \left( \frac{C_{B0}}{C_{Ai}} \right) \right) \end{aligned}$$

$$\phi = a \cdot \varphi = E_i \cdot k_L \cdot a \cdot C_{Ai}$$

Ce cas peut servir à la mesure de  $k_G a$  avec une méthode chimique (avec le plan de réaction celui de l'interface et le gaz soluble mélangé à un gaz insoluble dans le liquide) ou  $k_L a$  (si  $C_{Ai} \ll C_{B0}$ )



## Annexe III

### Mesure de l'aire interfaciale d'échange : méthode et validation

Les mesures de l'aire interfaciale d'échange ont été effectuées par Alban Morel Ikapi Mbadinga dans le cadre de ses travaux de master (été 2012). Les détails des mesures et des tests réalisés sont donc fournis dans son rapport de stage.

#### Bilan de matière

Le transfert coté gaz est négligé, et le cas d'une réaction rapide pseudo de pseudo-1<sup>er</sup> ordre est admis.

Avec toutes ces hypothèses vérifiées, le flux de CO<sub>2</sub> absorbé par unité d'aire interfaciale peut s'exprimer :

$$\phi = k_L C_{Ai} \frac{Ha}{\tanh(Ha)} \cong k_L C_{Ai} Ha$$

Pour un élément de volume le flux de gaz absorbé s'exprime ainsi

$$\phi = a \cdot \phi = C_{Ai} \cdot a \cdot \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$$

Dans la colonne les hypothèses suivantes sont admises

- Un écoulement piston côté gaz : la dispersion axiale est par conséquent négligée et le gaz évolue dans la colonne par tranches parallèles avec des variables homogènes et constantes par tranche
- Un écoulement parfaitement agité côté liquide : la phase liquide est supposée uniforme dans la colonne. Cette hypothèse suppose que les concentrations des différentes espèces dans la colonne ne varient pas entre l'entrée et la sortie. L'hypothèse est relativement forte. La variation de la concentration du réactif dominant (soude) et celle du soluté (CO<sub>2</sub>) est vérifié en entrée et sortie de la colonne afin de vérifier que cette variation reste suffisamment faible.

Le bilan de matière effectué sur un petit élément  $dV$  côté gaz s'exprime ainsi :

$$F_A(z) - F_A(z + dz) = \phi$$

avec  $F_A(z)$  (mol/s) débit molaire de soluté  $A$  à la position  $z$ .

Ceci implique

$$-dF_A = \frac{P_A}{He} \cdot a \cdot \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$$

avec

$$\begin{cases} F_A = F_T \cdot y_A \\ F_T = \frac{F_0}{1 - y_A} \end{cases}$$

où  $F_0$  (mol/s) est le débit du gaz inerte et  $F_T$ , débit molaire total,  $y_A$  la fraction molaire du  $\text{CO}_2$  dans le gaz. En remplaçant dans l'expression précédente, on a:

$$F_0 d\left(\frac{y_A}{1 - y_A}\right) = -\frac{P_A}{He} \cdot a \cdot \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$$

La concentration du soluté étant faible dans l'écoulement gaz, sa pression partielle peut s'exprimer comme suit :

$$P_A = P_T \cdot y_A$$

Ceci implique:

$$\frac{1}{y_A} d\left(\frac{y_A}{1 - y_A}\right) = -\frac{P_T \cdot a}{F_0 \cdot He} \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$$

Le changement de variable suivant est considéré :

$$x_A = \frac{y_A}{1 - y_A} \Rightarrow y_A = \frac{x_A}{1 + x_A} \Rightarrow \frac{1}{y_A} = 1 + \frac{1}{x_A}$$

Ainsi le bilan entre l'entrée et la sortie de la colonne donne:

$$\int_S^E \left(1 + \frac{1}{x_A}\right) dx_A = \frac{P_T \cdot a}{F_0 \cdot He} \sqrt{D_A k_2 C_{B0}}$$

En intégrant entre l'entrée et la sortie, l'expression de l'aire interfaciale suivante est trouvée:

$$a = \frac{He \cdot F_0}{P_T \sqrt{(D_A \cdot k_2 \cdot C_{B0})}} \left[ \ln\left(\frac{y_A}{1 - y_A}\right) + \frac{y_A}{1 - y_A} \right]_S^E$$

L'aire mesurée est une aire totale exprimée en  $m^2$ . L'aire d'échange est plutôt représentée par rapport à l'aire active du plateau  $Aa$  ( $m^2$ ). La colonne comporte quatre plateaux. D'où l'expression finale de l'aire interfaciale par aire active  $a''$  ( $m^2/m^2$  d'aire active):

$$a'' = \frac{a}{4Aa} = \frac{He.F_0}{4Aa.P_T \sqrt{(D_{AL}.k_2.C_{B0})}} \left[ \ln \left( \frac{y_A}{1-y_A} \right) + \frac{y_A}{1-y_A} \right]_S^E$$

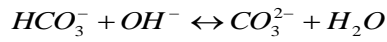
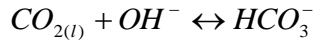
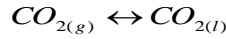
La concentration du soluté est suivie en entrée et sortie de la colonne pour la mesure du flux. La concentration de la soude est mesurée par titrage acido-basique. Les constantes cinétique ( $k_2$ ) et thermodynamiques ( $He, D_A$ ) sont prises chez Pohoericki et Moniuk (1988).

### Constantes cinétique et thermodynamiques

La constante cinétique est prise chez Pohorecki et Moniuk (1988). Pour la mesure de la vitesse de réaction ces auteurs utilisent les constantes thermodynamiques fournis par Danckwerts (1970).

#### Constante cinétique $k_2$

Le mécanisme réactionnel présenté par Pohorecki et Moniuk (1988) pour la réaction du  $CO_2$  avec les ions hydroxyles est le suivant



La première réaction présente l'équilibre à l'interface supposé instantanée et la réaction cinétiquement déterminante est la deuxième réaction. Cette réaction est considérée du 2<sup>nd</sup> ordre. En présence d'un excès des ions  $OH$  la réaction est pseudo 1er ordre par rapport à la concentration de  $CO_2$ . Par conséquent la vitesse de réaction s'exprime ainsi :

$$r = k_r [OH^-] [CO_2] = k_2 [CO_2]$$

$$\text{avec } k_2 = k_r [OH^-]$$

L'expression proposée par les auteurs de la constance  $k_2$  est la suivante

$$\begin{cases} \log\left(\frac{k_2}{k_2^\infty}\right) = 0,221 \cdot I - 0,016 \cdot I^2 \\ \log(k_2^\infty) = 11,895 - \frac{2382}{T} \\ I = \frac{1}{2} \sum C_i z_i \end{cases}$$

avec  $k_2^\infty$  la constante cinétique à dilution infinie,  $I$  la force ionique,  $T$  température,  $C_i$  est la concentration des espèces ioniques présentes dans la solution,  $z_i$  est la charge ionique.

Cette loi cinétique a été validée sur une gamme de température entre 18 et 41°C. Les essais effectués sur les colonnes étaient situées entre 15 et 30°C.

Les espèces ioniques présentes dans la solution sont les ions de dissolution de la soude,  $\text{Na}^+$  et  $\text{OH}^-$ , ainsi que les ions issus des réactions avec le dioxyde de carbone, les carbonates.

L'effet des carbonates dans la force ionique a été négligé dans cette étude. Une étude interne IFPen (Mougine et Ferrando, 2008, note technique) montre que cette hypothèse est acceptable et que la différence de la force ionique entre une solution de soude pure et une solution totalement carbonatée est au maximum de 20%.

Afin de respecter cette hypothèse, une concentration maximale tolérée de carbonates est fixée, valant 20% la concentration de soude initiale (0.1 mol/L) soit 0,02 mol/L. Les concentrations en phase liquide sont titrées par solution d'acide chlorhydrique. Si la concentration maximale de carbonate est atteinte, la solution est alors changée.

Ainsi seuls les ions  $\text{Na}^+$  et  $\text{OH}^-$  sont considérés pour le calcul de la force ionique :

$$I = \frac{1}{2} ([\text{Na}^+] + [\text{OH}^-]) \approx [\text{Na}^+]$$

### Constante thermodynamique de Henry $H_e$

La constante de Henry  $H_e$  considérée par Pohorecki et Moniuk (1988) est celle proposée par Danckwerts (1970). L'expression de cette constante de solubilité du  $\text{CO}_2$  dans une solution aqueuse d'électrolytes est la suivante :

$$\begin{cases} \log\left(\frac{H_e}{H_w}\right) = -\sum I_i h_i \\ \log(H_w) = 9,1129 - 5,9044 \cdot 10^{-2} T + 7,8857 \cdot 10^{-5} T^2 \end{cases}$$

avec  $H_w$  la constante de solubilité dans l'eau,  $h_i$  les coefficients de contribution des espèces ioniques positives et négatives associées aux électrolytes et du gaz.

Comme pour la constante cinétique, seuls les ions  $Na^+$  et  $OH^-$  sont considérés pour le calcul de la force ionique.

La contribution  $h_i$  est calculée, dans le cas présent, comme suit :

$$h_i = h_{Na^+} + h_{OH^-} + h_{CO_2}$$

La contribution liée au gaz est fonction de la température ainsi l'expression suivante est considérée :

$$h_i = 0,09 + 0,066 - 0,0009(T - 273,15) + 0,0035 \quad T \in [288 - 298K]$$

$$h_i = 0,09 + 0,066 - 0,000405265(T - 273,15) - 0,00913158 \quad T \in [298 - 323K]$$

### Coefficient de diffusion $D_A$ :

Le coefficient de diffusion du dioxyde de carbone dans le liquide considéré par Pohorecki et Moniuk est celui proposée par Danckwerts (1970). L'expression considérée est la suivante:

$$\begin{cases} (D_A \mu_L)_T = (D_w \mu_w)_T = const. \\ \log(D_w) = -8,1764 + \frac{712,5}{T} - \frac{2,591 \cdot 10^5}{T^2} \end{cases}$$

avec  $\mu_L$  la viscosité de la solution,  $D_w$  la diffusivité de  $CO_2$  dans l'eau pure,  $\mu_w$  la viscosité de l'eau.

La diffusivité du  $CO_2$  dans le liquide s'écrit alors:

$$D_A = \frac{\mu_w}{\mu_L} D_w$$

Le rapport des viscosités est fonction de la température du liquide et de la concentration de la soude. Les expressions développées dans le cadre du travail de Konan (2003) (stage IFPen) suivantes sont prises en considération :

$$\begin{cases} \mu_w = \exp(-52,843 + \frac{3703,6}{T} + 5,866 \cdot \ln(T)) \\ \mu_L = (0,189 \cdot C_{NaOH} + 0,9865) \cdot \exp\left(-52,843 + \frac{3703,6}{T} + 5,866 \cdot \ln(T)\right) \end{cases}$$

où  $C_{NaOH}$  est la concentration de la solution vierge et  $T$  la température du liquide dans la colonne.

## Vérification des hypothèses

L'expression permettant de calculer l'aire suppose certaines hypothèses. La validité de ces hypothèses a été vérifiée a posteriori. Les hypothèses admises sont les suivantes :

- la résistance au transfert côté gaz est négligeable.
- la réaction est rapide
- la réaction est pseudo 1<sup>er</sup> ordre

### Transfert gaz négligeable

Cette hypothèse est vraie si la condition suivante est satisfaite

$$k_G \gg \frac{E.k_L}{He}$$

Afin d'évaluer les ordres de grandeur des deux résistances côté gaz et côté liquide, plusieurs corrélations de la littérature des deux coefficients de transfert  $k_L$  et  $k_G$  ont été considérés. Les travaux de El Azrak (1988), de Scheffe (1988) ainsi que des corrélations développées en interne à IFPen ont été considérés pour la vérification (Pour les expressions voir tableau corrélations transfert de masse Annexe I). Les ordres de grandeurs reportés ici sont des valeurs moyennes sur l'ensemble des conditions opératoires balayées.

avec les corrélations de Scheffe (1988) :

$$\frac{1}{k_G} \cdot \frac{E.k_L}{He} = \frac{\sqrt{D_A k_2 C_{B0}}}{He.k_G} \approx 2\%$$

avec celles de El Azrak et IFPen :

$$\frac{\sqrt{D_A k_2 C_{B0}}}{He.k_G} = \frac{1}{k_G} \cdot \frac{E.k_L}{He} \approx 4\%$$

L'hypothèse de résistance gaz peut être considérée satisfaite avec la considération de ces résultats.

### Réaction rapide

La réaction est considérée rapide si la condition  $3 < Ha < Ei/2$  est satisfaite.

Afin de vérifier cette inégalité une estimation du nombre de Hatta est faite en considérant plusieurs corrélations du coefficient de transfert côté liquide proposée dans la littérature. Les résultats sont reportés sur la Figure 2.



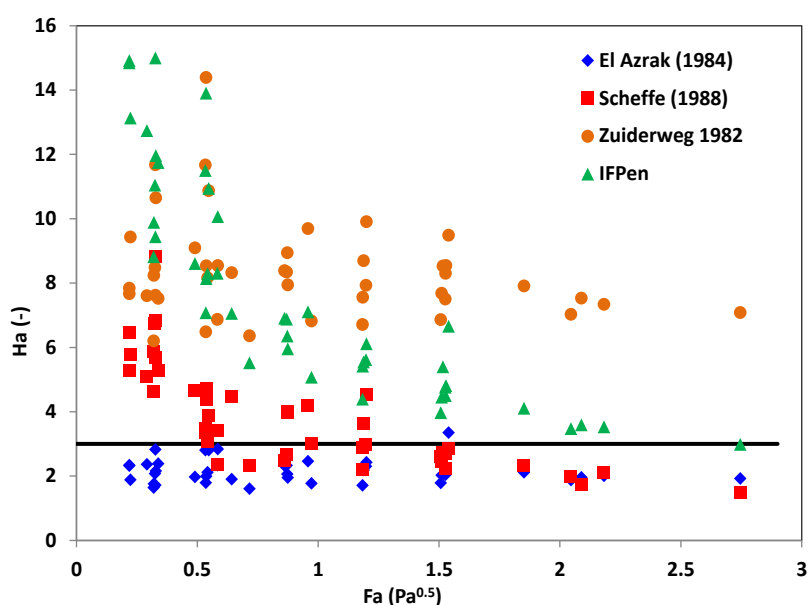
La considération des corrélations de Scheffe ou d'El Azrak conduit à des valeurs de Hatta inférieures à 3.

En considérant le cas plus contraignant, celui avec la corrélation d'El Azrak, l'écart entre l'aire calculée avec l'hypothèse  $E=Ha$  et une aire recalculée en considérant l'expression de base du flux par unité de surface est estimé.

$$\varphi = Ek_L C_{Ai} \cong \frac{Ha}{\tanh(Ha)} k_L C_{Ai}$$

Selon la valeur de cet écart, des points de mesure sont écartés. Le critère pour écarter les points à risque est choisi par rapport à l'erreur de répétabilité. Ainsi les points présentant un écart entre l'hypothèse réaction rapide et celle d'une réaction modérément rapide supérieur à l'erreur de répétabilité ont été écartés.

L'erreur de répétabilité a été évaluée à 17% pour la colonne C3 et 9% pour la colonne C2.



**Figure 2 : Valeurs de nombre de Hatta Ha calculée avec plusieurs corrélations de la littérature**

L'hypothèse  $E < E_i/2$  était tout le temps satisfaite (le facteur d'accroissement instantané  $E_i$  étant de l'ordre de 3000).

### Réaction pseudo-1er ordre

La concentration de la soude est largement supérieure à celle du  $\text{CO}_2$  à l'interface (estimée à partir de la pression partielle du  $\text{CO}_2$  dans le gaz et la constante de Henry). Cette hypothèse est vérifiée pour tous les essais.

## Problèmes opératoires rencontrés : fluctuation, moussage

Deux problèmes opératoires ont été rencontrés pendant les essais.

Le premier consiste en une fluctuation importante de la concentration du  $CO_2$  en entrée. Ce problème a été évité, simplement en surveillant ces fluctuations.

Le deuxième problème fût l'apparition d'un phénomène de moussage pour les forts débits gaz. Afin d'éviter ce phénomène, une faible quantité d'anti-mousse a été ajoutée au liquide. L'effet d'un tel ajout sur la mesure de l'aire a été testé afin de s'assurer que l'anti-mousse ajouté n'impacte pas la cinétique ou la thermodynamique de la réaction d'absorption. Les résultats de ce test peuvent être observés sur Figure 3. Pour les faibles valeurs du facteur cinétique gaz, le moussage n'était pas observé. Les résultats avec et sans anti-mousse montrent que celui-ci n'affecte pas la mesure de l'aire.

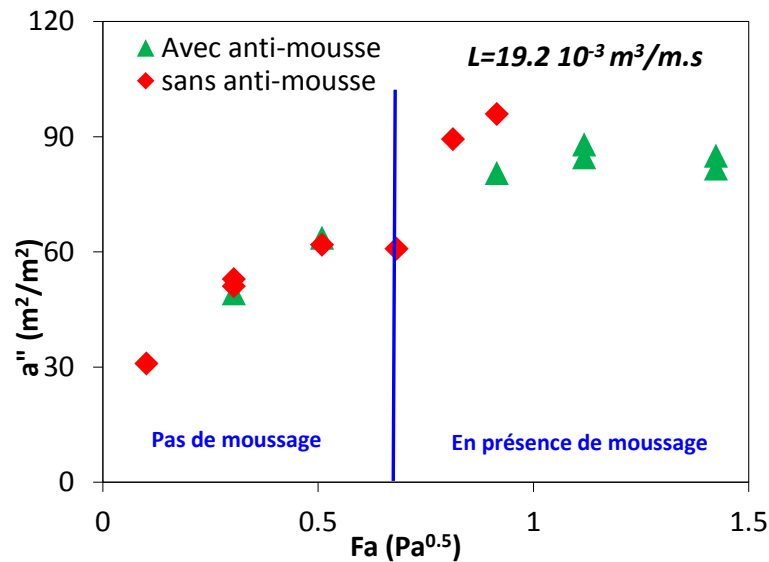


Figure 3 : Effet de l'ajout d'anti-mousse sur la mesure de l'aire

### Effet du choix de la cinétique

La grandeur mesurée expérimentalement étant le flux de gaz absorbé, les valeurs de l'aire interfaciale extraites à partir de cette mesure expérimentale dépendent des hypothèses admises et également du choix des constantes cinétiques et thermodynamiques adoptées. L'effet de la prise en considération d'une cinétique différente sur les mesures de l'aire a été évalué en considérant la cinétique proposée par Pinsent (1958). Les écarts observés ont été en moyenne de 23% (voir Figure 4).

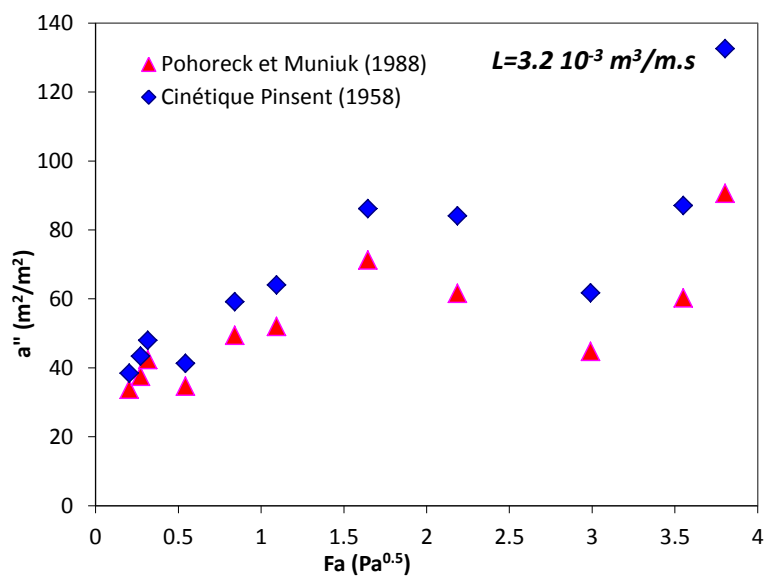


Figure 4 : Effet du choix de la constante cinétique sur l'exploitation des mesures de l'aire interfaciale d'échange



## Annexes IV

## Profils de l'émulsion

Les profils de l'émulsion sur la colonne C3 sont présentés sur la Figure 5. Ceux de la colonne C2 sont présentés sur la Figure 6.

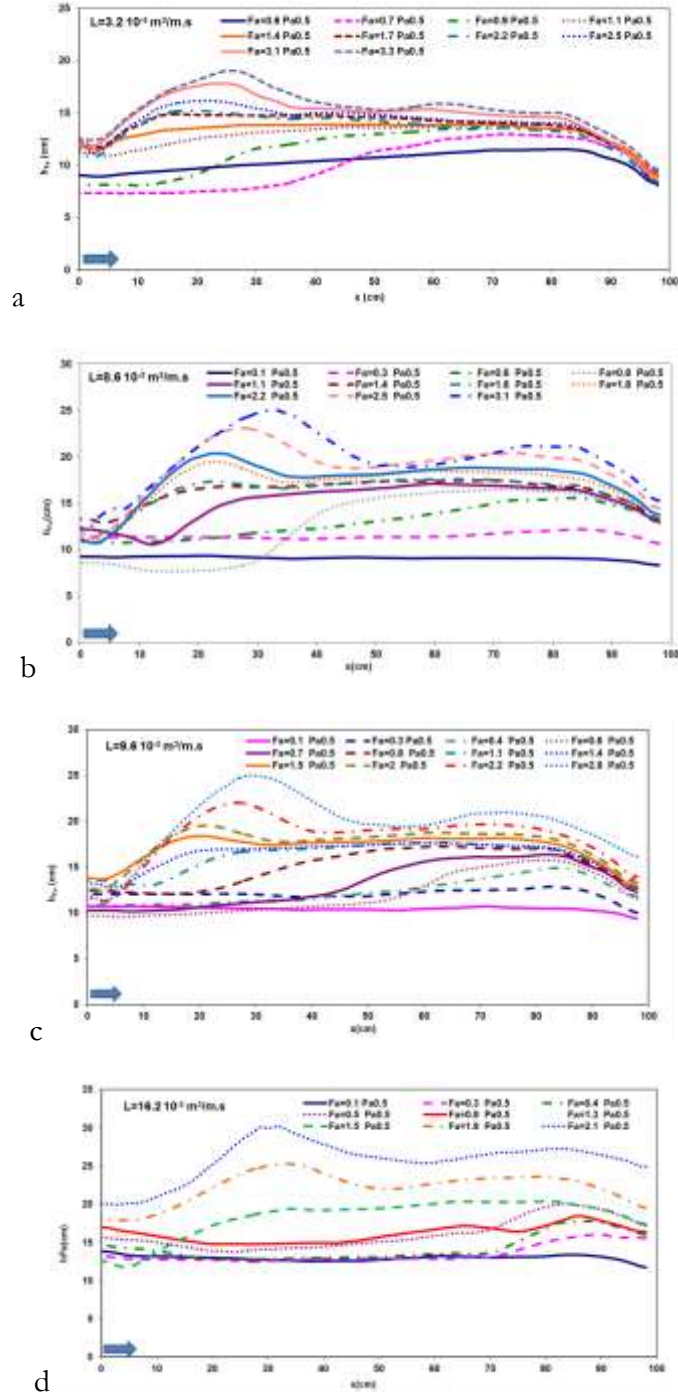


Figure 5 : Evolution des profils de l'émulsion avec l'augmentation du facteur cinétique gaz  $Fa$  sur la colonne C3. La flèche indique l'entrée du liquide. a.  $L=3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  b.  $L=8.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  c.  $L=9.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  d.  $L=16.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$

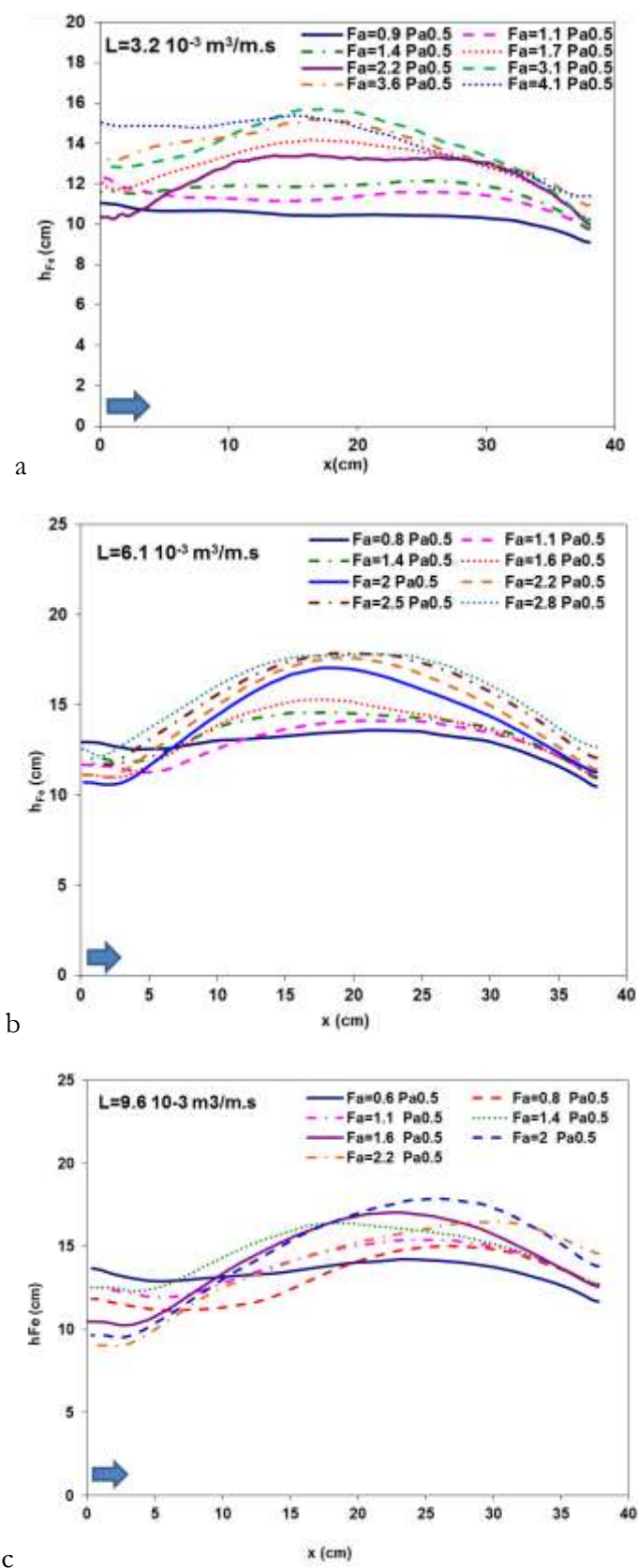


Figure 6: Évolution des profils de l'émulsion avec l'augmentation du facteur cinétique gaz  $Fa$  sur la colonne C2. La flèche indique l'entrée du liquide. a.  $L = 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  b.  $L = 6.1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$  c.  $L = 9.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m.s}$

## Annexe V

### Force de trainée

La force de trainée volumique exercée sur un ensemble de particules s'exprime à partir de la force exercée sur une seule particule multipliée par le nombre de particules par unité de volume :

$$\overrightarrow{M}_D = -\frac{\alpha_d}{V_d} \frac{1}{2} C_D \rho_c \left| \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right| \left( \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right) A_d$$

Si on considère la force de trainée moyenne exercée par unité d'aire interfaciale pour des particules distordues (Brooks et al 2012), il faut alors considérer les différentes définitions du rayon d'une particule : le rayon moyen de Sauter  $r_{Sm}$ , le rayon équivalent  $r_{eq}$ , le rayon projeté  $r_p$  et le rayon de la trainée  $r_D$ .

$$r_{Sm} = 3 \frac{V_d}{A_i} = 3 \frac{\alpha_d}{a_i}$$

avec  $A_i$  l'aire interfaciale d'une particule et  $a_i$  le taux d'aire interfaciale

$$r_{eq} = \left( \frac{3}{4\pi} V_d \right)^{1/3}$$

$$r_p = \left( \frac{1}{\pi} A_d \right)^{1/2}$$

$$r_D = \frac{3}{4} \frac{V_d}{A_d}$$

La force de trainée s'exprime ainsi :

$$\overrightarrow{M}_D = -a_i \frac{r_{Sm}}{r_D} \frac{1}{8} C_D \rho_c \left| \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right| \left( \overrightarrow{U}_d - \overrightarrow{U}_c \right)$$

Plusieurs travaux s'intéressent à l'expression du coefficient de trainée. Dans ce qui suit certains résultats sont présentés et discutés. Ce paragraphe, loin d'être exhaustif, permettra simplement la compréhension de l'évolution de la trainée pour une particule isolée. Par la suite l'influence d'une rétention non négligeable de la phase dispersée sur la trainée sera discutée.

## Particule isolée

Le coefficient de trainée pour une particule sphérique (solide, goutte ou bulle non déformée), dans un fluide pur, dépend du nombre de Reynolds pour le régime de Stokes, qui correspond à une variation linéaire de la trainée avec la vitesse, et le régime inertiel, pour lequel la variation avec la vitesse est non linéaire.

$$\text{Re} = \frac{d_d \rho_c |\vec{\Delta U}|}{\mu_c}$$

Pour une sphère solide le coefficient de trainée est constant (égal à 0.45) au-delà du régime visqueux ( $\text{Re} > 800$ ).

Pour le cas des gouttes et des bulles, un régime de particule déformée est observable (Ishii et Zuber, 1979). Pour ce régime, la particule est caractérisée par un rapport de forme entre hauteur et largeur de la particule et le coefficient de trainée dépend, alors indirectement par sa forme, de la tension de surface et de la force de flottabilité. Ainsi les expressions du coefficient de trainée proposées dans la littérature font intervenir le nombre d'Eötvös  $Eo$  (flottabilité contre tension de surface), le nombre de Morton  $Mo$  (fonction du système uniquement et oppose forces de flottabilité, visqueuses à inertie et tension interfaciale) et/ou le nombre de Weber  $We$  (inertie contre tension de surface).

$$Eo = \left( \frac{d_d}{\lambda_{RT}} \right)^2 = \frac{d_d g \Delta \rho}{\sigma / d_d} = \frac{d_d^2 g \Delta \rho}{\sigma}$$

$$Mo = \frac{g \mu_c^4 \Delta \rho}{\rho_c^2 \sigma^3}$$

$$We = \frac{\rho_c |\vec{\Delta U}|^2 d_d}{\sigma}$$

Pour les bulles, une augmentation du nombre de Reynolds au-delà du régime de la particule déformée conduit à la formation de calottes sphériques dont le coefficient de trainée est constant égal à 8/3 (Ishii et Zuber 1979).



Pour les gouttes, le coefficient de trainée peut augmenter au-delà de  $8/3$  avec le Reynolds jusqu'à un Weber critique  $W_c$  pour lequel la goutte se désintègre en gouttes plus petites. Le coefficient de trainée devient constant (égal à 4) au-delà de ce Weber critique (Ishii et Zuber 1979).

Ces différentes variations peuvent être observées sur le diagramme proposé par Ishii et Zuber (1979) retranscrit sur la **Figure 7**. Le coefficient de trainée d'une particule (solide, liquide ou gaz) est présenté sur ce diagramme en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de viscosité qui s'expriment comme suit :

$$N_\mu = \frac{\mu_c}{\left( \rho_c \sigma \sqrt{\sigma / g \Delta \rho} \right)^{0.5}}$$

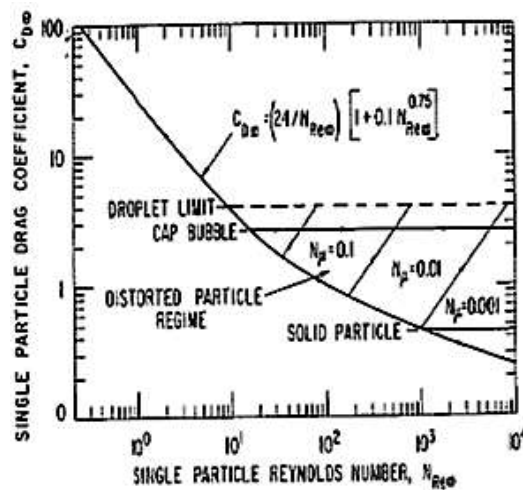


Figure 7 : Coefficient de trainée d'une particule isolée fonction du Reynolds  $N_{Re}$  de bulle et du nombre  $N_\mu$ . *Source* Ishii et Zuber (1979)

En présence d'impuretés ou de surfactants dans le fluide, l'effet Marangoni apparait. Cet effet est dû à l'apparition d'un gradient de la tension de surface qui favorise la migration des impuretés à l'arrière de la bulle. Un angle de contamination est défini (cf **Figure 8**). La conséquence de cette contamination de la bulle est la perte de mobilité de l'interface d'où une augmentation de sa trainée et la diminution de la vitesse terminale.

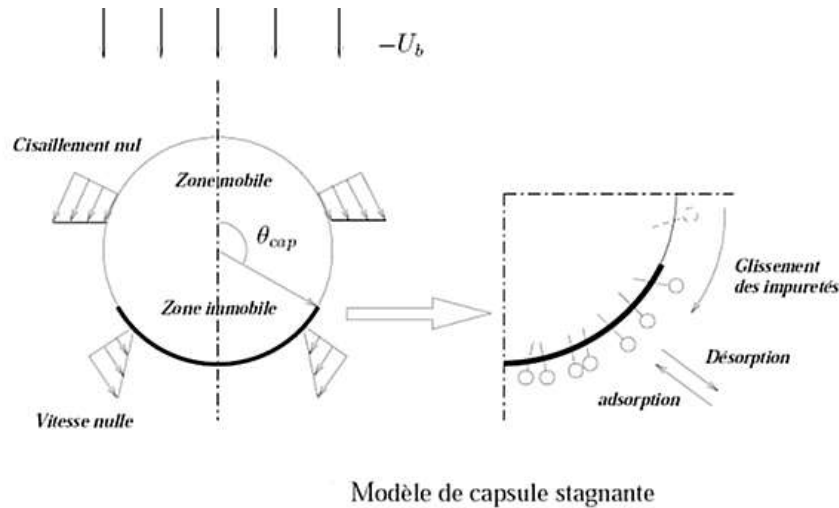


Figure 8 : Schéma de l'angle de contamination pour une particule en présence d'impuretés. Source D. Colombet 2012

Des corrélations en régime de Stokes et en régime visqueux pour une bulle complètement contaminée sont proposées dans la littérature, parmi lesquelles on peut énumérer la corrélation de Schiller et Naumann. Pour ces deux régimes et pour un angle de contamination connu, le coefficient de trainée peut être déduit par une pondération entre le coefficient d'une bulle propre et celui d'une bulle complètement contaminée (Colombet, 2012).

Certaines corrélations proposées dans la littérature pour une particule isolée sont présentées dans le Tableau 11.

La Figure 6-5 présente une comparaison des différents résultats de la littérature pour une bulle d'air dans de l'eau. Un bon accord peut être constaté entre les différents travaux expérimentaux et numériques. La différence entre bulle propre et bulle contaminée se creuse pour le régime visqueux et le régime de bulle déformée. Pour les fluides réels il est plus justifiable de considérer des corrélations pour une particule contaminée. Pour la suite les expressions proposées par Ishii et Zuber (1979) seront pris en compte à chaque fois que le coefficient d'une bulle isolée contaminée sera nécessaire. Le jeu de corrélations proposé présente l'avantage de balayer l'ensemble des régimes de la bulle.

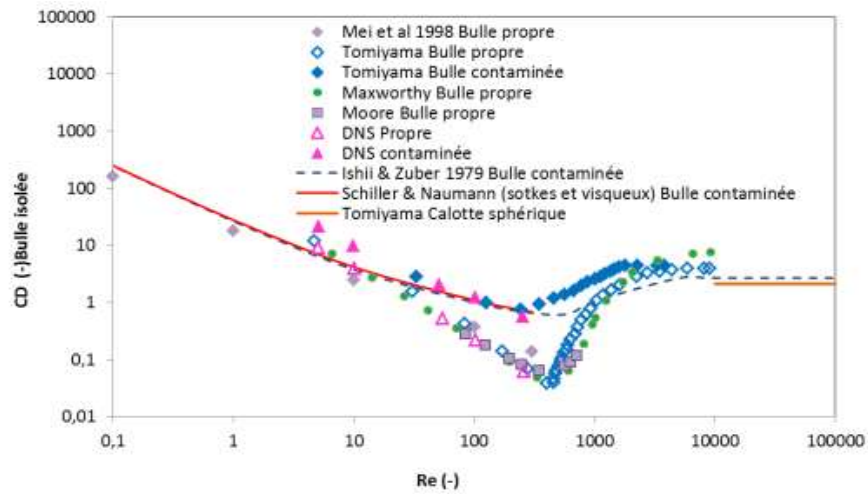


Figure 9 : Coefficient de trainée pour une bulle isolée (propre ou contaminée) : corrélations et simulations numériques. Source : Points DNS , Maxworthy, Moore pris de la thèse de D. Colombet (2012)

Tableau 11 : Quelques corrélations du coefficient de trainée pour une bulle isolée propre / contaminée selon le régime de la bulle

Régime	Particule propre			
Stokes	$C_D = \frac{16}{Re}$ Hadamard (1911); Rybczynski (1911)	$C_D = \frac{16}{Re} \frac{\left(1 + 0.02 \left[ \frac{3}{4} C_D Re^2 Mo \right]^{\frac{8}{9}} \right)^{\frac{10}{11}}}{\left(1 + 1.31 \times 10^{-5} Mo^{\frac{11}{20}} \left[ \frac{3}{4} C_D Re^2 Mo \right]^{\frac{8}{9}} \right)^{\frac{73}{33}}}$	$C_D = \frac{16}{Re_b} \left( 1 + \frac{Re_b}{8 + 0.5(Re_b + 3.315 Re_b^{0.5})} \right)$	$C_D = \sqrt{C_D^2(Re_b) + C_D^2(Eo)}$
Visqueux			Mei et al (1994)	
particule déformée			$C_D = \min \left\{ \frac{4}{3} \frac{Eo}{We_c}, \frac{8}{3} Eo^{\frac{2}{3}} \right\}$ pour $Eo \leq 7.12$ $= \frac{8}{3} \frac{4Eo}{(9.5 + Eo)}$ pour $Eo > 7.12$ $We_c = \max(0.517 \ln(Mo) + 7.624, 2.326)$ Maxworthy et al (1996) pour $We > We_c$	$C_D(Re_b) = \frac{16}{Re_b} \left( 1 + \frac{Re_b}{8 + 0.5(Re_b + 3.315 Re_b^{0.5})} \right)$  $C_D(Eo) = \frac{4Eo}{(9.5 + Eo)}$  Dijkhuizen et al (2010)
calotte sphérique / bulle à jupe....	$C_D = \max \left\{ \min \left[ \frac{16}{Re_b} (1 + 0.15 Re_b^{0.687}) \frac{48}{Re_b}, \frac{8}{3} \frac{Eo}{(4 + Eo)} \right] \right\}$ Tomiya(1998)			

Régime	Particule contaminée	
Stokes	$C_D = \frac{24}{\text{Re}}$ <p style="text-align: center;"><b>Stokes(1851)</b></p>	$C_D = \frac{24}{\text{Re}_b} \left(1 + 0.15 \text{Re}_b^{0.687} \right)$
Visqueux	$C_D = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re} \right)$ <p style="text-align: center;"><b>Ishii et Zuber (1978)</b></p>	
particule déformée	$C_D = \frac{2}{3} \sqrt{Eo} = \frac{2D_d}{3} \sqrt{\frac{g\Delta\rho}{\sigma}}$ <p style="text-align: center;"><b>Zhang et al (2006) d'après Ishii et Zuber (1979)</b></p>	
calotte sphérique / bulle à jupe....	$C_D = \max \left\{ \frac{24}{\text{Re}_b} \left(1 + 0.15 \text{Re}_b^{0.687} \right), \frac{8}{3} \frac{Eo}{(4 + Eo)} \right\}$ <p style="text-align: center;"><b>Tomiya(1998)</b></p>	$C_D = \max \left\{ \min \left[ \frac{24}{\text{Re}_b} \left(1 + 0.15 \text{Re}_b^{0.687} \right), \frac{72}{\text{Re}_b} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{(4 + Eo)} \right\}$ <p style="text-align: center;"><b>Tomimiyama (1998) Particule moyennement contaminée</b></p>

## Particule en écoulement dense

Les expressions du coefficient de trainée en milieu dense proposées par Ishii et Zuber (1979) sont reportées sur le Tableau 12. L'effet de l'augmentation de la rétention est illustré sur la Figure 10.

Tableau 12: Corrélations du coefficient de trainée dans un écoulement diphasique selon Ishii et Zuber 1979

Expression du coefficient de trainée $C_D$	Régime hydrodynamique
$C_D = \frac{24}{\text{Re}}$ <p>Avec</p> $\text{Re} = \frac{D_d \rho_c  \Delta \vec{V} }{\mu_m}$	<p>Régime de stokes</p> <p><math>\text{Re} &lt; 16</math></p> <p>et</p> $\frac{2}{3} \frac{D_d}{\lambda_{RT}} < (1 - \alpha_d)^{0.6} \frac{24}{\text{Re}}$ <p>Où</p> $\lambda_{RT} = \left( \frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right)^{1/2}$
$C_D^d = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.1 \text{Re}^{0.75})$	<p>Régime visqueux (particules non déformées)</p> <p>Pour</p> <p><math>\text{Re} &gt; 16</math></p> <p>Et</p> $\frac{2}{3} \frac{D_d}{\lambda_{RT}} < (1 - \alpha_d)^{0.6} \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.1 \text{Re})^{0.75}$
$C_D^d = \frac{2}{3} \frac{D_d}{\lambda_{RT}} \left( \frac{1 + 17.67 f^{6/7}}{18.67 f} \right)^2$ $\lambda_{RT} = \left( \frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right)^{1/2}$ $f = (1 - \alpha_d)^{0.5} \left( \frac{\mu_c}{\mu_m} \right)$ <p>Ou alors</p>	<p>Régime de particules déformées</p> $\frac{\mu_m}{\mu_c} = \left( 1 - \frac{\alpha_d}{\alpha_{dm}} \right)^{-2.5 \alpha_{dm} \frac{\mu_d + 0.4 \mu_c}{\mu_d + \mu_c}} \geq 0.11 + \frac{1 + \psi}{\psi^{8/3}}$ <p>ou</p> $\psi = 0.55 \left[ \left( 1 + 0.08 r_d^{*3} \right)^{4/7} - 1 \right]^{0.75}$ $r_d^* = r_d \left[ \frac{\rho_c g \Delta \rho}{\mu_c^2} \right]^{1/3}$

$C_D^d = \frac{2}{3} \frac{D_d}{\lambda_{RT}} \times \begin{cases} (1 - \alpha_d)^{-0.5}; \mu_c \gg \mu_d \\ (1 - \alpha_d)^{-1}; \mu_c \approx \mu_d \\ (1 - \alpha_d)^{-1.5}; \mu_c \ll \mu_d \end{cases}$	
$C_D = \frac{8}{3} (1 - \alpha_d)^2$	<p>Régime chaotique turbulent</p> <p>Pour</p> $\frac{2}{3} \frac{D_d}{\lambda_{RT}} \geq \frac{8}{3} (1 - \alpha_d)^{0.87}$

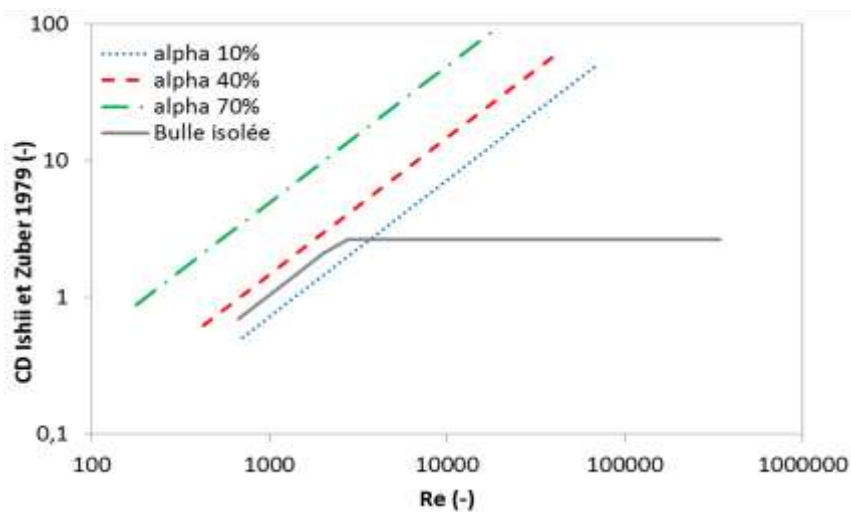


Figure 10 : Effet du milieu dense sur le coefficient de trainée pour Ishii et Zuber (1979)